

N° d'ordre : 2675

T H E S E

PRESENTÉE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Renée LUCAS

ETUDE DE L'EQUILIBRE NEUTRON-PROTON AU COURS
DES COLLISIONS NUCLEAIRES ENTRE IONS LOURDS

Soutenue le 31 janvier 1983, devant la Commission d'Examen

MM. M. LEFORT

Président

X. TARRAGO

M. RIOU

A. GOBBI

R. JOLY

C. NGO

Examineurs



T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY**

POUR OBTENIR

**LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES**

par

Renée LUCAS

**ETUDE DE L'EQUILIBRE NEUTRON-PROTON AU COURS
DES COLLISIONS NUCLEAIRES ENTRE IONS LOURDS**

Soutenue le 31 janvier 1983, devant la Commission d'Examen

MM. M. LEFORT

Président

X. TARRAGO

M. RIOU

A. GOBBI

R. JOLY

C. NGO

Examineurs

Abstract

This work presents some results on the charge equilibration process for three different reactions : ^{132}Xe (890 MeV) + ^{197}Au , ^{208}Pb (1550 MeV) + ^{74}Ge and ^{86}Kr (550 MeV) + ^{197}Au . The first reaction was investigated by radiochemical technics, the others by on-line measurements. In all cases global and isobaric charge widths were measured as a function of the excitation energy.

It is shown that the corrections associated with both the evaporation process and the experimental mass or charge resolution are most important in obtaining correct primary distributions.

The results confirm a preferential neutron exchange at the beginning of the reaction, as was suggested by the Brosa and Gross model.

Further attempts to analyse the data with existing dynamical models have not succeeded in their present stage of development, to discriminate between the assumptions of statistical versus quantal fluctuations as observed in the study of the Kr + Mo system.

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Département de Physique Nucléaire de Saclay et au GSI de Darmstadt (RFA).

A ce titre, je voudrais tout d'abord remercier Monsieur R. Joly Chef du DPh-N/MF à Saclay pendant de longues années, pour m'avoir accueillie dans son laboratoire et pour son soutien constant tout au long de ce travail.

Que Monsieur le Professeur M. Lefort trouve ici l'expression de mes plus sincères remerciements pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à cette étude et pour avoir accepté de présider ce jury.

Messieurs X. Tarrago, M. Riou, A. Gobbi, R. Joly et C. Ngô ont bien voulu participer à cette commission d'examen, je les en remercie vivement.

J'exprime ma gratitude à Monsieur X. Tarrago qui a accepté de diriger cette thèse et dont les conseils judicieux m'ont toujours été profitables.

Ce travail est le fruit d'une étroite et amicale collaboration avec deux équipes du GSI sans lesquelles ce mémoire n'aurait jamais vu le jour.

Je remercie Messieurs les Professeurs G. Hermann et R. Bock d'avoir bien voulu m'accueillir dans leurs laboratoires à Darmstadt.

Monsieur le Professeur J.V. Kratz a grandement facilité notre insertion au GSI. Les expériences de radiochimie ont été faites sous sa direction. Sa haute compétence en a permis la réalisation. Qu'il trouve ici l'expression de ma très vive reconnaissance. Que toute son équipe et en particulier W. Bröchle, H. Gäggeler, M. Schädel et G. Wirth soient aussi sincèrement remerciés.

Les mesures en ligne ont été faites dans le service du Dr. A. Gobbi qui a bien voulu mettre à notre disposition tout l'appareillage mis au point dans son laboratoire. La bonne mise en oeuvre de ces expériences est due au travail de cette équipe. Je ne saurais oublier l'aide de Monsieur A. Gobbi tout au long de ce travail ainsi que celle de Messieurs A. Olmi et H. Sann.



Les discussions que j'ai eues avec ce groupe toujours disponible et amical m'ont beaucoup apporté.

Je dois énormément au travail de tous mes collègues. Faute de ne pouvoir les nommer tous je remercie tout particulièrement Messieurs R. Babinet et C. Grégoire dont les compétences et les explications claires m'ont été d'un grand secours, Monsieur C. Ngô qui m'a toujours aidé avec gentillesse et efficacité, Monsieur J. Poitou dont la contribution aux expériences radiochimiques a été essentielle et qui a bien voulu s'intéresser à l'ensemble de ce travail tout au long de ces années et Monsieur M. Ribrag pour son assistance technique.

Les expériences présentées ici ont été réalisées auprès de l'Unilac de Darmstadt ; que le personnel technique et les équipes de conduite trouvent ici mes remerciements.

La réalisation de cette thèse est due à Monsieur J. Matuszek pour les figures et à Madame Thureau pour la dactylographie. Leur concours a été particulièrement précieux pour tout ce qui touche à la présentation de ce travail.

Table des Matières

Chapitre I : INTRODUCTION	1
I.1 PRINCIPE DES TECHNIQUES EXPERIMENTALES	4
I.2 POINT SUR L'EQUILIBRE DE CHARGE	5
I.2.1 Historique	6
I.2.2 Mise en évidence du type de fluctuations	7
I.2.3 But du travail	10
Chapitre II : METHODES EXPERIMENTALES	13
II.1 EXPERIENCES UTILISANT DES METHODES RADIOCHIMIQUES	13
II.1.1 Choix du système Xe + Au	13
II.1.2 Dispositifs expérimentaux	14
a) <i>Parcours projetés</i>	14
b) <i>Distribution angulaire</i>	14
c) <i>Parcours à divers angles</i>	15
II.1.3 Spectroscopie X et γ	15
II.1.4 Passage dans le centre de masse	17
II.1.5 Reconstruction des distributions primaires	19
II.2 EXPERIENCES UTILISANT DES METHODES PHYSIQUES	22
II.2.1 Choix des systèmes	22
II.2.2 Appareillage	23
A. Principe des mesures	23
1) <i>Mesure des charges</i>	23
i) <i>Principe de la chambre d'ionisation utilisée</i> ..	23
ii) <i>Description</i>	24
2) <i>Mesure des masses</i>	27
B. Dispositif expérimental	29
II.2.3 Analyse des données	31

i) Détermination des charges	31
ii) Détermination des masses	32
iii) Influence de la cinématique	32
Chapitre III : RESULTATS EXPERIMENTAUX	39
III.1 ETUDE DES DISTRIBUTIONS OBTENUES	39
a) Spectres en énergie	39
b) Relations énergie-angle	42
c) Distributions angulaires	44
d) Distributions masse-charge	46
III.2 CHOIX DU PARAMETRE UTILISE COMME HORLOGE	51
III.3 INFLUENCE DES LIMITATIONS EXPERIMENTALES	52
III.4 EVOLUTION DU FLUX DE NUCLEONS EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE DISSIPÉE	52
Equilibrage du mode d'isospin	60
a) Variances globales σ_A^2, σ_Z^2	60
b) Coefficients de corrélation	60
c) Modèle de Brosa et Gross	64
d) Etude des surfaces d'énergie potentielle	66
e) Dissipation en énergie	70
III.5 INFLUENCE DE L'EVAPORATION SUR LES DISTRIBUTIONS PRIMAIRES.	71
III.5.1 Introduction	71
III.5.2 Multiplicités	74
III.5.3 Distribution des noyaux résiduels	75
III.5.4 Effet de l'évaporation sur les valeurs moyennes	75
III.6 ETUDE DES VARIANCES ISOBARIQUES	84
Chapitre IV : INTERPRETATION THEORIQUE DE L'EQUILIBRE DE CHARGE	89
IV.1 APPROCHE STATIQUE	89
IV.1.1 Origine du mode	89
IV.1.2 Description de l'équilibre	91
IV.2 APPROCHE DYNAMIQUE	94
IV.2.1 Obtention d'une équation de transport quantique	94
a) Position du problème	94
b) L'équation de Nakajima-Zwanzig	94
c) Equation de transport quantique : passage de l'équation de Nakajima-Zwanzig à l'équation de Hofmann-Siemmens	98
IV.2.2 Energie dissipée	106
IV.2.3 Modèle à deux dimensions	107
a) Choix des coefficients de transport	107
b) Paramétrisation du transfert d'énergie	114
c) Choix des conditions initiales	115
d) Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux ..	115

1. Système Kr + Mo	115
2. Etude du système Xe + Au	116
3. Etude des systèmes Pb + Ge et Kr + Au	122
4. Application à d'autres systèmes	127
e) Limitations du modèle	128
IV.3 MODELE DYNAMIQUE MACROSCOPIQUE DE C. GREGOIRE, C. NGÔ, B. REMAUD	129
IV.3.1 Description	129
IV.3.2 Applications	132
a) Valeurs moyennes	133
b) Influence de l'énergie de phonon	135
c) Distributions calculées pour les trois systèmes Xe + Au, Pb + Ge, Kr + Au	136
i) Diagrammes de Wilczynski $d^2\sigma/(d\theta dE) = f(\theta_{cm})$	136
ii) Diagrammes de diffusion $d^2\sigma/(dA dE) = f(A)$ et $d^2\sigma/(dZ dE) = f(Z)$	138
d) Distributions isobariques	138
IV.4 AUTRES MODELES	142
Conclusion	153
Appendice	159
Références	163



Chapitre I

INTRODUCTION

La physique des ions lourds a connu ces dix dernières années un développement spectaculaire. Très vite, différents types de réaction ont pu être distingués et l'on a classé les principales réactions intervenant entre ions lourds en trois grandes catégories fonctions du paramètre d'impact b :

- 1) Les réactions quasi élastiques sont celles pour lesquelles il y a une faible interaction entre les deux noyaux. Les trajectoires sont proches de la trajectoire quasi élastique rasante et le temps de réaction bref ne permet la mise en jeu que d'un petit nombre de degrés de liberté. Ceci se produit pour des grands paramètres d'impact voisins de la valeur $b_{\text{effleurement}}$, $b_{\text{effleurement}}$ étant la valeur maximale du paramètre d'impact pour lequel il y a encore interaction nucléaire.
- 2) Lorsque le paramètre d'impact diminue, le temps de collision augmente. On atteint le domaine des collisions très inélastiques qui sont des réactions essentiellement binaires mais où, par rapport à la voie d'entrée, sont observés de profonds changements. Les deux ions forment un système intermédiaire, sans doute très déformé, que l'on appelle noyau composite qui va ensuite évoluer vers la séparation en deux fragments finals.
- 3) Pour les faibles paramètres d'impact le système évolue vers la formation d'un noyau composé (un seul noyau dans la voie finale). Ce noyau a un temps de vie long et toute l'énergie cinétique dans le mouvement relatif de la voie d'entrée est transformée en énergie d'excitation du système.

Nous nous sommes intéressés ici aux collisions très inélastiques qui couvrent le grand domaine allant des réactions directes quasi élastiques à la formation du noyau composé.

Les noyaux interagissants subissent une évolution continue qui peut être étudiée par l'observation des différents paramètres des produits de réaction (énergie, angle, masse, charge, moment angulaire etc...). Un grand nombre de nucléons participe à la réaction et l'on observe une réaction binaire [GATT 75] (deux fragments dans la voie finale). Presque tous les produits des réactions très inélastiques ont des masses proches des masses initiales, mais, pour une faible partie de la section efficace, on observe des transferts de masse très importants pouvant aller jusqu'à quelques dizaines de nucléons.

Quand deux ions lourds interagissent dans le domaine d'énergie que nous considérons ici (quelques MeV/nucléon au-dessus de la barrière coulombienne), il y a formation d'un système composite qui évolue dynamiquement pendant l'interaction avant de donner les deux fragments finals. La durée de vie de ce système composite est comprise entre 10^{-22} s et 10^{-20} s et dépend de l'énergie, du paramètre d'impact et des ions en présence (voir [LEFO 78, GOBB 80, CAUV 80, NGÔ 80]).

Dans les réactions très inélastiques un grand nombre de degrés de liberté entre en jeu. Les modèles utilisés jusqu'à présent pour décrire ce type de collisions essaient de le faire avec un nombre restreint de degrés de liberté. Pour cela ils supposent que l'on peut les séparer en deux catégories : les degrés lents et les degrés rapides. Les degrés lents sont ceux qui sont reliés aux quantités macroscopiques que l'on mesure pendant l'expérience ; les degrés de liberté rapides sont eux, reliés aux mouvements individuels des nucléons. Les modèles supposent généralement que les degrés de liberté lents sont de nature collective c'est-à-dire qu'ils correspondent à un mouvement cohérent de l'ensemble des nucléons. Il ne faut cependant pas oublier que, dans ces modèles, on traite les variables collectives comme des variables continues alors qu'expérimentalement on ne mesure pour certaines d'entre elles (masse, charge) que des valeurs discrètes.

Les degrés de liberté collectifs ne sont pas isolés mais sont couplés, d'une part entre eux, ce qui permet de transférer de l'énergie d'un mouvement collectif vers un autre, d'autre part aux degrés de liberté rapides (degrés intrinsèques ou degrés internes). Pendant l'évolution des réactions très inélastiques ces derniers sont supposés être toujours en équilibre statistique et jouent donc un rôle de thermostat pour les degrés collectifs.

Dans ce travail nous allons nous intéresser plus particulièrement à la grandeur macroscopique correspondant à la composante T_Z suivant l'axe Z du degré de liberté d'isospin. Nous essaierons aussi d'obtenir des informations sur le transfert de nucléons d'un noyau à l'autre au cours de la réaction. Le problème se pose de la manière suivante :

Si, dans une expérience, on mesure simultanément la masse et la charge des produits on se trouve en présence de deux types de modes collectifs : l'un correspondant à l'asymétrie de masse et l'autre à la variable collective $\frac{N}{Z}$. Les expériences ont montré que l'asymétrie de masse entre les deux noyaux est une quantité qui varie lentement au cours du temps. Son temps de relaxation (le temps de relaxation étant le temps caractéristique pour atteindre l'équilibre) est de l'ordre de quelques 10^{-21} s. Le mouvement collectif associé à la composante T_Z du degré de liberté d'isospin aussi connu sous les noms d'équilibre de charge, excès de neutrons ou rapport $\frac{N}{Z}$, a un temps de relaxation vers l'équilibre qui est court, à peine plus lent que la relaxation des degrés intrinsèques. La forte corrélation neutron-proton s'explique par l'existence dans l'énergie de liaison, de l'énergie de symétrie. Cette corrélation entre les neutrons et les protons des fragments change très rapidement à partir de sa valeur initiale et atteint pour chaque fragment une valeur d'équilibre qui est une caractéristique du système composite. Elle a été étudiée pour la première fois par Gatty et al. [GATT 74] pour le système Ar + Ni. L'équilibre $\frac{N}{Z}$ serait atteint en quelques 10^{-22} s c'est-à-dire beaucoup plus rapidement que la relaxation en masse (10^{-21} s).

Lorsque l'on étudie le transfert de nucléons entre deux noyaux en mesurant simultanément A et Z, on est en présence de deux quantités macroscopiques l'une qui correspond à un transfert de T_Z , l'autre qui correspond à un transfert de nucléons entre les deux noyaux. Ces deux grandeurs correspondant à un échange de nucléons, on peut se demander pourquoi l'asymétrie de masse est beaucoup plus lente que l'équilibre de charge. Cela peut se comprendre en admettant que l'asymétrie de masse correspond à un mouvement en phase des nucléons passant d'un fragment à l'autre tandis que l'asymétrie de charge correspondrait au mouvement hors phase des neutrons et des protons, les neutrons et protons se déplaçant dans leur ensemble dans des directions opposées. Ce mouvement hors phase des neutrons et des protons pourrait faire penser que cette grandeur macroscopique est associée à la résonance géante dipolaire du système composite. On s'attendrait donc à un temps de relaxation court.

Une compréhension qualitative de l'évolution de ces deux types de grandeurs macroscopiques peut être atteinte en regardant l'évolution de la surface d'énergie potentielle du système composite. Un couple cible-projectile peut être représenté dans le plan N-Z par un point (point d'injection) qui ne se trouve pas nécessairement au fond de la vallée de stabilité. L'évolution du potentiel pour des coupes, au niveau du point d'injection, le long du minimum de la vallée (N+Z) et dans la direction perpendiculaire peut être représentée sur la Figure (I.1). Dans le sens de l'asymétrie de masse N+Z on observe une faible rigidité alors que

dans le sens perpendiculaire correspondant au transfert d'isospin $N-Z$ on observe une forte rigidité : ceci peut aider à comprendre que le mode d'asymétrie de masse soit un mode lent et le mode d'asymétrie de charge un mode rapide.

L'étude simultanée de ces deux modes collectifs peut apporter des renseignements importants sur le transfert des nucléons dans les collisions très inélastiques et ce sera l'objet de ce travail.

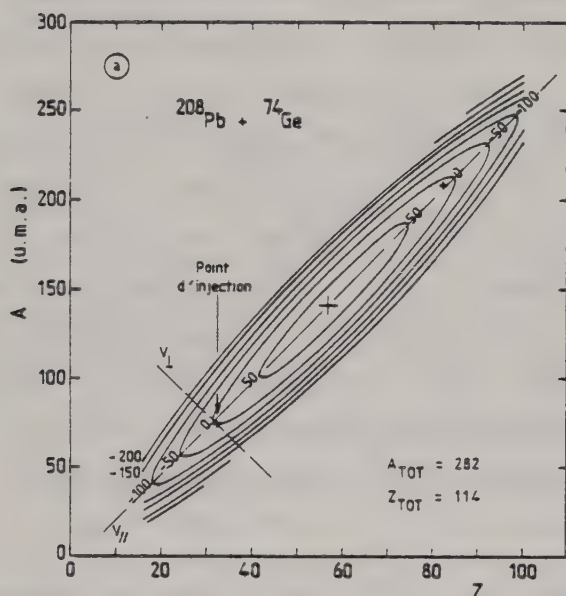
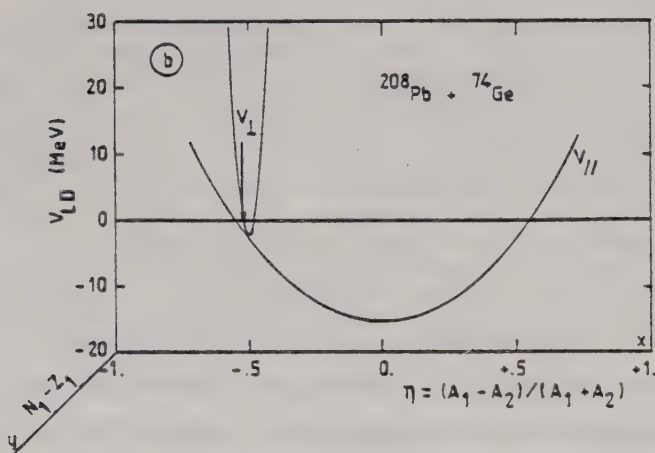


Fig.(I.1) - Surface d'énergie potentielle calculée suivant le modèle de deux gouttes liquides au contact pour le système composite $^{282}_{114}X$ [FREI 79]. a) Schéma de niveaux en fonction de la masse et de la charge (l'échelle des lignes de niveaux est en MeV). b) Potentiels à une dimension le long du minimum de la vallée $V_{\perp}$ et le long de la direction perpendiculaire à la vallée pris au niveau du point d'injection donné par la réaction $Pb + Ge$. Le degré d'asymétrie est donné par le paramètre $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$.



Deux techniques principales permettent d'accéder aux mesures expérimentales des masses et des charges des fragments. Ce sont les méthodes de mesures hors ligne telles que les méthodes radiochimiques et les méthodes de mesure en ligne utilisant des détecteurs gazeux ou solides.

I.1. PRINCIPE DES TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Expérimentalement nous voulons accéder à la mesure des masses et des charges des fragments. Aux énergies incidentes considérées ici ($E_{inc} < 8$ MeV/nucléon) les collisions très inélastiques sont des processus binaires et l'on obtient une grande énergie d'excitation dans les deux fragments ; ceux-ci vont donc se désexciter par fission ou par évaporation de particules. Les produits observés sont, pour la plupart, distribués continûment sur un grand domaine de charge, de masse, d'angle et d'énergie. Les détecteurs observent les produits finals après désexcitation. La reconstitution des distributions primaires est facilitée quand la

désexcitation s'est produite par émission de rayons gamma ou de neutrons et qu'il n'y a pas eu émission de particules chargées (protons, α).

Des rapports exhaustifs sur les techniques standards utilisées en physique des ions lourds ont été publiés récemment [BROM 79, BETH 78]. Les techniques expérimentales que nous avons utilisées seront décrites en détail dans le chapitre II. Il s'agit essentiellement de :

1) Une méthode radiochimique qui, par identification hors ligne des produits de réaction, permet par l'intermédiaire de détecteurs X et γ d'accéder à la charge et à la masse des produits secondaires.

L'activité des produits de réaction peut être déterminée par l'observation, des transitions γ caractéristiques et des raies K_{α} X émises pendant leurs décroissances radioactives.

Trois types d'expériences peuvent être envisagés :

1. mesure des parcours projetés
2. mesure de la distribution angulaire des produits
3. mesure du parcours des produits à différents angles dans le laboratoire.

La reconstruction des distributions en charge, masse et énergie d'excitation des produits primaires peut ensuite être obtenue moyennant certaines hypothèses sur leurs modes de désexcitation.

2) L'utilisation d'une chambre d'ionisation de grande acceptance angulaire remplie de méthane qui permet l'identification en charge. Un détecteur à plaques parallèles placé à l'avant de la chambre donne, via une technique de temps de vol associée à la mesure de l'énergie dans la chambre, l'identification en masse. La chambre d'ionisation permet, outre l'identification en charge, la détermination de la position et de l'énergie des produits. Des hypothèses sur les modes de désexcitation des produits primaires doivent être faites pour reconstruire la distribution initiale.

I.2. POINT SUR L'EQUILIBRE DE CHARGE

Depuis les premières expériences de Gatty et al. sur Ar+Ni [GATT 74], il est admis que le rapport entre les neutrons et les protons des fragments résultants de collisions très inélastiques change très rapidement à partir de sa valeur initiale et atteint pour chaque fragment une valeur d'équilibre caractéristique du système composite. Ceci correspond à un transfert de la composante z de l'isospin entre les deux fragments.

I.2.1. Historique

Après les premiers travaux de Gatty et coll. [GATT 75] de nombreuses équipes ont essayé d'obtenir des informations sur l'équilibrage du mode d'isospin [MORE 75, JACM 75, NÖRE 75, SCHR 76, HUIZ 76].

Dès 1977 Kratz et al. [KRAT 77] ont étudié l'équilibre N/Z dans les réactions $\text{Xe} + \text{Au}$ ($^{129}\text{Xe} + \text{Au}$ à 761 MeV, $^{132}\text{Xe} + \text{Au}$ à 769 MeV, $^{136}\text{Xe} + \text{Au}$ à 795 MeV). Ils ont mesuré, en fonction de l'énergie d'excitation, l'évolution des variances σ_A^2 à Z fixé. L'estimation d'un temps de relaxation en N/Z de $1,2 \times 10^{-22}$ sec pour cette réaction $\text{Xe} + \text{Au}$ semble montrer que, en accord avec les calculs du modèle hydrodynamique de Brosa et Krappe [BROS 78], le temps caractéristique pour la relaxation de l'équilibre de charge $\frac{N}{Z}$ dépend seulement faiblement de la taille de la cible et du projectile.

Lorsque l'on étudie une grandeur qui varie aussi rapidement que l'équilibre de charge (temps de relaxation de quelques 10^{-22} s), on peut observer des effets de type quantique. C'est ce qui a été suggéré par Berlinger et coll. [BERL 79] qui ont entrepris ce type de mesures sur les systèmes $^{86}\text{Kr} + ^{92}\text{Mo}$ et $^{86}\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}$ au GSI. La mesure reposait sur les considérations simples suivantes :

Si l'on mesure la masse et la charge des fragments on se trouve en présence de deux degrés de liberté collectifs, $x = N+Z$ correspondant à l'asymétrie de masse et $y = N-Z$ correspondant au mouvement d'isospin. On sait que le degré d'asymétrie de masse a une évolution très lente (son temps de relaxation vers l'équilibre est de l'ordre de 5×10^{-21} s) alors que le temps de relaxation du degré de liberté d'isospin est de 10^{-22} s. Donc, pour de grands transferts de masse, on observera seulement la valeur d'équilibre de la distribution d'isospin. C'est seulement pour les masses des fragments proches des masses initiales que l'on pourra observer l'évolution dynamique de l'isospin vers l'équilibre.

L'idée était donc de fixer la masse des fragments, c'est-à-dire de geler la grandeur asymétrie de masse et de regarder la distribution en Z des fragments ayant une masse proche des masses initiales. L'étude de l'évolution des distributions isobariques (distribution en Z à masse fixée) en fonction de la perte d'énergie qui, compte tenu de son temps de relaxation rapide 3 à 5×10^{-22} s, peut servir d'horloge, fournira donc des renseignements sur l'évolution dynamique de l'isospin vers l'équilibre. Berlinger et coll. ont montré, pour les systèmes étudiés $\text{Kr} + ^{92,98}\text{Mo}$, que l'équilibre de charge pouvait s'interpréter comme un degré de liberté collectif et que l'on observait des fluctuations quantiques autour de l'équilibre. Ces fluctuations correspondent en fait à un mouvement de point zéro de ce degré de liberté.

Pour étudier la distribution d'isospin pour de faibles transferts de masse en fonction de la perte d'énergie, il faut mesurer la section efficace triplement différentielle $\frac{d^3\sigma}{dE dA dZ}$ où E est l'énergie cinétique totale, A la masse et Z le numéro atomique des produits. Ceci nous permet d'accéder aux distributions isobariques et de les étudier en fonction de la perte d'énergie. Généralement le système initial ne correspond pas au minimum de l'énergie potentielle pour une asymétrie de masse fixée. On s'attend donc à ce qu'il évolue vers la minimisation de l'énergie potentielle ϵ . Si l'on décrit le système composite pendant la collision par deux gouttes liquides tangentes, le Z le plus probable est donné par $\left. \frac{d\epsilon}{dZ} \right|_{A_1 = \text{Cte}} = 0$. On montre alors que les termes les plus importants sont ceux qui sont reliés à l'énergie de symétrie, ce qui signifie que la relaxation du degré de liberté excès de neutrons, est fortement corrélée à la dépendance en isospin des forces nucléaires. L'étude du Z le plus probable pour une asymétrie de masse donnée peut donc permettre d'étudier le mode d'excès de neutrons. Il est intéressant d'étudier aussi le moment d'ordre 2 de la distribution en Z à A fixé. Il faut en effet se souvenir que, dans une expérience, on détecte seulement les produits secondaires, c'est-à-dire ce qui reste des distributions primaires après désexcitation et donc après évaporation : cette évaporation affecte moins le moment d'ordre 2 que la valeur moyenne de Z.

I.2.2. Rappel sur les fluctuations d'un mouvement harmonique

Si l'on décrit le système composite par deux gouttes liquides tangentes, la variation de l'énergie potentielle de ce système composite en fonction de la répartition de la charge électrique entre les deux gouttes est bien représentée par une parabole. On peut donc essayer de décrire le mode d'excès de neutrons par un oscillateur harmonique, celui-ci étant couplé à un thermostat à température T (degrés de liberté intrinsèques).

Berlanger et coll. [BERL 79] ont élaboré un modèle statique d'équilibre du degré de liberté d'isospin, modèle sur lequel nous reviendrons plus en détail ultérieurement.

Rappelons en le principe. En supposant le mode d'excès de neutrons décrit par un oscillateur harmonique et le bain chaud par un ensemble canonique, on obtient pour la variance de la distribution en Z à masse fixée

$$\sigma_{ZZ}^2 = \frac{1}{B\Omega^2} \left(\frac{1}{2} \hbar\Omega + \frac{\hbar\Omega}{e^{\frac{\hbar\Omega}{T}} - 1} \right)$$

où B est l'inertie connectée au mode et Ω sa fréquence.

Deux cas limites peuvent se présenter :

1) $\hbar\Omega \ll T$. Ceci entraîne $\sigma_{ZZ}^2 = \frac{T}{B\Omega^2}$; la largeur de la distribution en Z pour A fixé, Γ ($\Gamma^2 = 8 \log 2 \sigma_{ZZ}^2$) augmente avec la température et donc avec la perte d'énergie. Dans ce cas les fluctuations sont statistiques.

2) $\hbar\Omega \gg T$. $\sigma_{ZZ}^2 = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{B\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\hbar\Omega}{C}$ où C est la rigidité du mode. Dans ce cas Γ est indépendante de la température. Cela signifie que l'on observe seulement un mouvement du point zéro et les fluctuations sont de type quantique.

Il faut noter que ce modèle ne s'applique que lorsque le mode d'excès de neutrons a atteint sa valeur d'équilibre mais ne décrit pas la relaxation vers l'équilibre. D'autre part, il suppose que B et C sont indépendants de la température.

Application aux systèmes $Kr + {}^{92}\text{Mo}$ et $Kr + {}^{98}\text{Mo}$

Sur la Figure (I.2a et b), sont montrées les largeurs des distributions en charge pour différentes masses en fonction de l'énergie cinétique totale (ECT) dans le centre de masse, mesurées par Berlinger et al. [BERL 79] pour les réactions $Kr + {}^{92}\text{Mo}$ et $Kr + {}^{98}\text{Mo}$ ($\frac{E}{B} = 1, 2$). L'énergie cinétique totale dans le centre de masse correspond respectivement à 222 et 229 MeV. On observe que quand la perte d'énergie augmente, la largeur augmente fortement et atteint un plateau quand la perte d'énergie atteint 30 MeV.

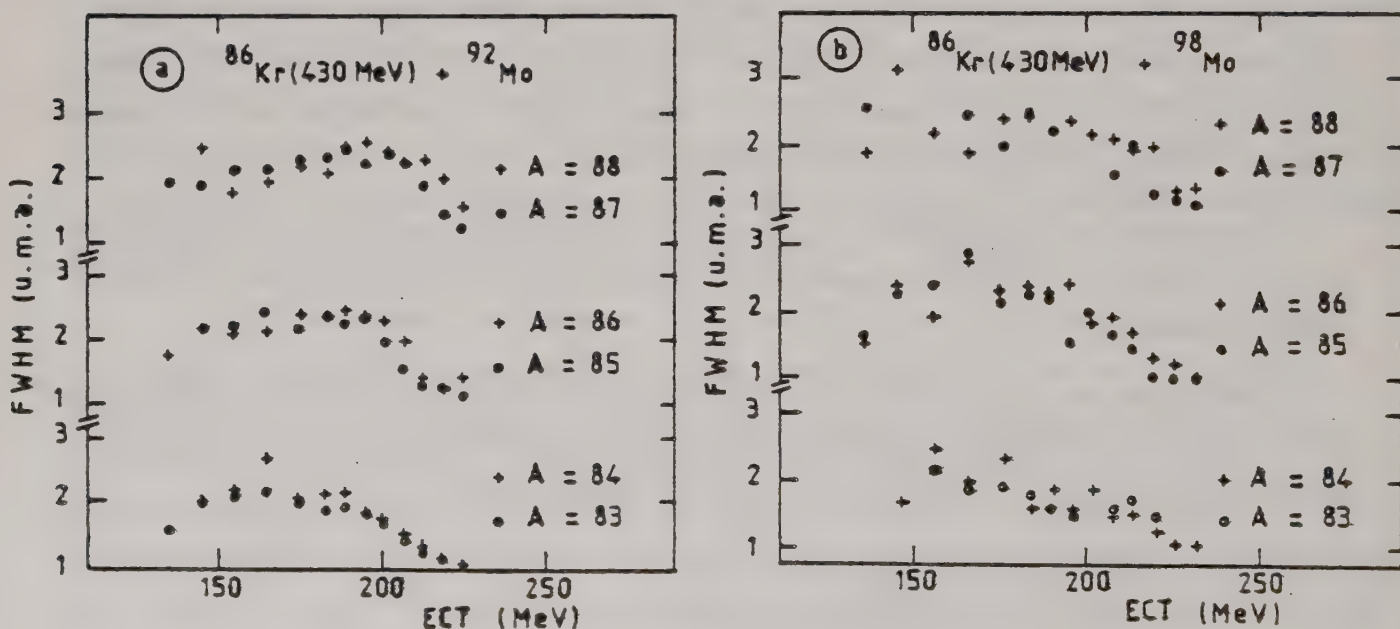


Fig. (I.2) - Largeurs des distributions isobariques en fonction de l'énergie cinétique obtenues par [BERL 79] pour : a) $Kr + {}^{92}\text{Mo}$, b) $Kr + {}^{98}\text{Mo}$.

Ceci signifie que la relaxation du degré d'excès de neutrons est plus rapide que la relaxation en énergie (100 MeV de perte d'énergie sont nécessaires pour relaxer complètement l'énergie cinétique). D'autre part quand l'équilibre est atteint, l'existence d'un plateau semble indiquer que σ_{ZZ} est indépendant de la température. Il semble donc que l'on soit ici en présence de fluctuations quantiques. On peut estimer le coefficient C à 4,5 MeV/Z² ce qui donne $\hbar\Omega \sim 8,6$ MeV et pour l'inertie $B \sim 2,25 \times 10^3$ MeV/c².

Application au système Xe + Au

Les distributions isotopiques déterminées par radiochimie pour les produits légers et lourds formés dans les réactions de ¹³²Xe sur ¹⁹⁷Au à 5,9 MeV.A [KRAT 77] avaient montré que la relaxation complète du mode N/Z est associée à une perte d'énergie minimum de 40 à 50 MeV et se produit dans un temps caractéristique de 10⁻²²sec. Poursuivant l'étude de ce système nous avons mesuré les seconds moments des distributions isobariques [WIRT 79]. Ces seconds moments

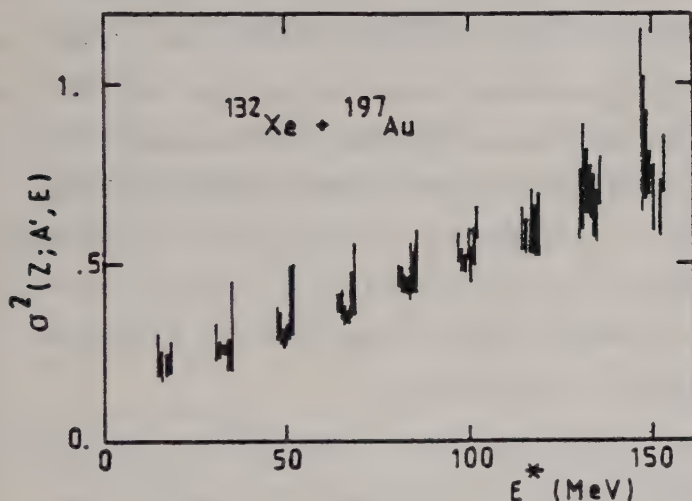


Fig.(I.3) - Largeurs des distributions isobariques en fonction de l'énergie d'excitation pour le système Xe + Au (masses 195-200).

ont tendance à augmenter lentement quand l'énergie d'excitation moyenne augmente (Figure (I.3)). Ces variances et leur dépendance en énergie semblent montrer que les largeurs des distributions de charge sont dues aux fluctuations statistiques classiques où $\sigma_Z^2 = \frac{T}{B\Omega^2}$ doit augmenter avec la température, donc avec la racine carrée de l'énergie d'excitation.

Si l'on prend l'hypothèse de l'oscillateur harmonique et des fluctuations statistiques $\sigma_Z^2 = \frac{T}{C}$, $C = 2,66$ MeV $\rightarrow T \sim 2$ MeV.

La résonance dipolaire ne serait donc pas responsable de l'évolution, en fonction de l'énergie d'excitation des largeurs des distributions de charge à masse fixée.

1.2.3. But du travail

Une telle différence entre les deux systèmes nécessite plus d'études systématiques et il a donc été décidé de poursuivre cette étude en mesurant les *largeurs des distributions isobariques en fonction de la perte d'énergie*, d'abord pour le système Pb + Ge à 7,5 MeV.A, puis compte tenu de certains problèmes cinématiques que nous exposerons plus loin, pour le système Kr + Au à 6,5 MeV.A. Ces systèmes ont été choisis pour pouvoir étudier aussi l'influence de la taille du système sur la largeur de la distribution en charge pour une asymétrie de masse fixée.

Nous exposerons donc, outre les résultats obtenus par des méthodes radiochimiques pour la réaction Xe + Au, les mesures effectuées sur les systèmes Pb + Ge et Kr + Au, réactions étudiées à l'aide de chambres d'ionisation.

D'autre part, nous avons vu que le modèle précédent ne décrit pas la relaxation vers l'équilibre. Depuis trois ans, différentes expériences ont été entreprises pour étudier comment se faisait l'échange de nucléons pour atteindre cet équilibre. Essel et coll.[ESSE 79] ont mis en évidence un flux de nucléons riche en neutrons dans la réaction Pb + Pd près de la barrière coulombienne. Breuer et coll.[BREU 79] ont mesuré le rapport σ_A^2/σ_Z^2 en fonction de l'énergie d'excitation pour les réactions Fe + Ho et Fe + Bi et expliquent leurs résultats par l'évolution d'un échange de neutrons et de protons complètement anticorrélé vers un échange corrélé quand l'énergie d'excitation augmente. D'autre part Hildenbrand et coll.[HILD 80] pour Sm + Sm obtiennent des résultats pour σ_A^2/σ_Z^2 qui ne peuvent pas s'expliquer de cette façon mais qui peuvent être interprétés en termes de surface d'énergie potentielle du complexe intermédiaire.

Nous nous proposons donc d'étudier l'évolution des distributions isobariques en fonction de la perte d'énergie, ainsi que l'échange neutrons-protons en début de réaction.

Dans le deuxième chapitre nous reviendrons sur les motivations qui nous ont conduit à choisir les systèmes Xe + Au, Pb + Ge et Kr + Au et nous exposerons les techniques expérimentales utilisées. Nous ferons aussi une comparaison entre les cinématiques des réactions dites directes (noyau léger sur cible lourde ; cas de Kr + Au) et inverses (noyau lourd sur cible légère ; cas de Pb + Ge).

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les principaux résultats expérimentaux puis, après avoir discuté le choix, comme horloge, de l'énergie cinétique dissipée, nous étudierons l'évolution du flux de nucléons en fonction de ce paramètre. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l'influence de l'évaporation sur les distributions primaires.

Au chapitre quatre, après avoir rappelé l'interprétation statique du mode d'équilibre de charge faite par Berlander et coll. [BERL 79], nous ferons une approche dynamique du problème en établissant une équation de transport quantique, équation qui permet de traiter à la fois les phénomènes statistiques et les phénomènes quantiques ainsi que la transition entre les deux. Cette équation de transport sera utilisée pour élaborer un modèle à deux dimensions (asymétrie de masse $x = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ et asymétrie de charge $y = N_1 - Z_1$) qui sera comparé aux résultats expérimentaux. L'influence de l'évaporation et des résolutions en masse, charge et énergie sera explicitement prise en compte. Nous comparerons ensuite les résultats expérimentaux d'abord avec le modèle de Grégoire et coll. [GREG 80] utilisant la même équation de transport quantique et donc supposant que le transfert de nucléons est un phénomène de nature collective mais qui, contrairement au modèle précédent, tient explicitement compte du mouvement relatif des deux ions, puis avec le modèle de Gross et Hartmann [GROS 81] dans lequel on considère que le transfert de nucléons résulte exclusivement d'un échange stochastique des nucléons individuels et où l'équilibre est décrit comme un processus de diffusion gouverné par une équation maîtresse.

Nous essaierons ensuite de voir si les résultats obtenus permettent de conclure sur la nature collective ou non du transfert de nucléons et sur la mise en évidence ou non de fluctuations quantiques dans le cas des systèmes étudiés.



Chapitre II

METHODES EXPERIMENTALES

Toutes les expériences exposées ici ont été réalisées à l'Unilac de Darmstadt.

Deux méthodes ont été utilisées : une méthode de mesures hors ligne utilisant des techniques de radiochimie et une méthode de mesures en ligne utilisant des détecteurs gazeux.

II.1. EXPERIENCES UTILISANT DES METHODES RADIOCHIMIQUES

II.1.1. Choix du système Xe + Au

Rappelons qu'une première expérience sur ce système avait été effectuée dès 1975 par Kratz et al. [KRAT 77]. Le but était de mesurer les sections efficaces intégrales et pour ce faire une cible d'or déposée sur un support d'aluminium avait été irradiée. Tous les produits de réaction étaient arrêtés dans le support d'aluminium. Après irradiation, la séparation chimique et l'identification des produits de charge supérieure à 67 (les produits de charge inférieure provenant de la réaction Xe + Au pouvant être mélangés avec ceux de la réaction Xe + Al) avaient été faites. L'activité de chaque fraction chimique était déterminée en observant ses transitions γ caractéristiques dans un domaine d'énergie $50 \text{ keV} \leq E \leq 2 \text{ MeV}$.

Nous avons entrepris une étude supplémentaire de ce système pour mesurer les sections efficaces différentielles. Les produits de réaction, formés au cours de l'irradiation d'une cible de ^{197}Au par un faisceau de ^{132}Xe d'énergie 890 MeV, sont identifiés hors ligne par la mesure des rayons X et γ émis lors de leur décroissance radioactive [KRAT 81].

II.1.2. Dispositifs expérimentaux (Figure (II.1))

a) Mesure des parcours projetés (Figure (II.1)a)

Une cible de $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'or et des feuilles d'aluminium, une de $6 \mu\text{m}$, quatre de $4 \mu\text{m}$, une de $6 \mu\text{m}$ et deux de $25 \mu\text{m}$ sont placées sur le trajet du faisceau à l'intérieur d'un cylindre de Faraday. Celui-ci est précis à 5 % près (si l'on compare avec les normalisations obtenues par la diffusion Rutherford). Tous les produits de réaction sont arrêtés dans les feuilles d'aluminium. Les produits très énergétiques résultant de la réaction $\text{Xe} + \text{Al}$ ($Z \leq 67$) sont arrêtés dans les dernières feuilles. Un exemple des parcours obtenus pour les éléments 68 et 73 est aussi représenté.

b) Pour la distribution angulaire (Figure (II.1)b)

la cible ($300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au) est placée à 45° par rapport à l'axe du faisceau au centre d'une chambre cylindrique ($\phi = 11,8 \text{ cm}$, $L = 11,8 \text{ cm}$). Les parois de la chambre sont recouvertes d'une feuille de mylar de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour les angles entre 15° et 135° .

Pour éviter la destruction des feuilles de mylar par le faisceau aux angles avant, le mylar est remplacé par $84 \mu\text{m}$ d'aluminium pour $5^\circ < \theta < 15^\circ$. Le faisceau de ^{132}Xe , collimaté à un diamètre de 6 mm , est détecté dans le cylindre de Faraday situé derrière la chambre (on tient compte

du changement d'état de charge à l'intérieur de la cible). Les épaisseurs des feuilles d'aluminium ou de mylar nécessaires pour arrêter tous les produits

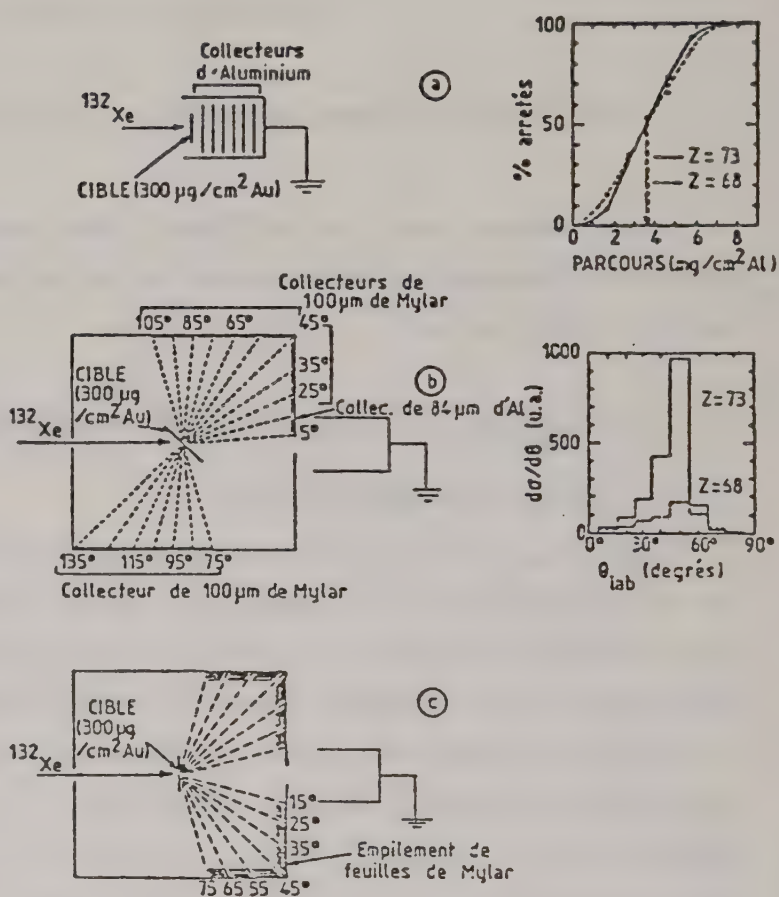


Fig.(II.1) - Dispositifs expérimentaux pour l'étude du système $\text{Xe} + \text{Au}$ par voie radiochimique : a) mesure des parcours projetés et résultats obtenus pour deux éléments ; b) mesure des distributions angulaires et résultats obtenus pour deux éléments ; c) mesure des parcours à divers angles.

de la réaction sont calculées à l'aide des relations parcours-énergie établies par Northcliffe et Schilling [NORT 70]. Après irradiation (4h) les feuilles sont enlevées et coupées automatiquement pour que chaque échantillon obtenu couvre 10° d'angle laboratoire. Ces échantillons sont ensuite pliés le plus précisément possible en paquets dont la surface est inférieure au cm^2 et placés dans des porte-échantillons entre 2 feuilles de mylar de $3\ \mu\text{m}$. Leur activité est alors comptée à l'aide de détecteurs X et γ . Les spectres X et γ sont mesurés périodiquement en fonction du temps pour observer les transitions X et γ caractéristiques. L'identification en numéro atomique par la détermination des raies X des produits de Z compris entre 20 et 93 est univoque. La détermination des masses à l'aide des spectres γ est parfois plus difficile lorsqu'il y a superposition de raies γ à une même énergie. L'enregistrement d'un spectre de coïncidence X et γ permet dans la plupart des cas, de lever ces ambiguïtés. A titre d'exemple les distributions angulaires des produits de Z=68 et 73 sont données sur la Figure (II.1b).

c) Pour les mesures de parcours à plusieurs angles (Figure (II.1c)) (mesure de la distribution en énergie des produits) les parois et le fond de la chambre sont tapissés avec un empilement de feuilles collectrices minces de mylar.

Les empilements de mylar sont les suivants :

- a) pour $15^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ 1 feuille de $23\ \mu\text{m}$, 4 de $12\ \mu\text{m}$, 1 de $23\ \mu\text{m}$
- b) pour $45^\circ \leq \theta \leq 75^\circ$ 1 feuille de $18\ \mu\text{m}$, 2 de $16\ \mu\text{m}$, 1 de $36\ \mu\text{m}$.

La cible est placée perpendiculairement à l'axe du faisceau. Après irradiation les feuilles sont découpées en tranches correspondant à un domaine d'angle, pliées comme précédemment et comptées individuellement. Les irradiations sont, dans tous les cas, de l'ordre de 4h et un nombre intégré d'au moins 6×10^{14} ions a été atteint pour chaque irradiation.

II.1.3. Spectroscopie X et γ

L'activité de chaque isotope est déterminée par l'observation des transitions γ caractéristiques et des rayons X_k émis pendant sa décroissance radioactive. Les spectres γ sont mesurés à l'aide de diodes au Ge-Li de 27, 13,8 et 11,2 % d'efficacité et de 2,35, 2 et 1,8 keV de résolution à 1332 keV. L'efficacité photoélectrique des détecteurs en fonction de l'énergie γ est connue à $\pm 3\%$.

Les spectres γ sont analysés à l'aide d'une version interactive du code Gamanal [GUNN 71] implantée sur le calculateur IBM 370-168 du GSI. Les données de décroissance sont ensuite analysées en termes de décroissances caractéristiques

de noyaux connus en utilisant la bibliothèque γ [REUS 79] (vérification de la période et de l'énergie des raies γ obtenues, prise en considération de la croissance et de la décroissance du père etc...).

Les raies X et les raies γ de faible énergie $5 < E < 200$ keV sont mesurées périodiquement à l'aide de détecteurs au germanium (230, 250 et 280 eV de résolution à 5,9 keV). Les efficacités photoélectriques absolues en fonction de l'énergie et les intensités des échappements X_K associés aux raies K au-dessus de 11,1 keV sont mesurées préalablement à l'aide de sources radioactives et en utilisant une technique de fluorescence. Les efficacités photoélectriques varient de 5 à 10 % à 80 keV.

Les spectres X sont ensuite analysés à l'aide du code Taxi [POIT 78]. Pour chaque Z le programme génère automatiquement une fonction de réponse en utilisant les formes des pics calibrés, les intensités des raies X tabulées [WAPS 59, WAPS 77] et les intensités associées aux échappements des raies K au-dessus de 11 keV.

Les corrections de transmission dues à l'épaisseur des échantillons (échantillons pliés à la fin de l'irradiation pour les mettre en position de comptage devant les détecteurs) sont aussi prises en compte.

Les courbes de décroissance X sont analysées en termes de noyaux connus contenus dans une bibliothèque X par déconvolution de la somme des exponentielles.

Les sections efficaces sont calculées en intégrant numériquement l'équation différentielle de formation et décroissance des produits qui tient compte de la variation de l'intensité du faisceau en fonction du temps. D'autre part des corrections itératives dues à la décroissance du précurseur sont aussi effectuées. Les erreurs sur les sections efficaces absolues sont de $\pm 3-4$ % pour l'efficacité de comptage et de 5 % pour l'intégration du faisceau. D'autre part, les incertitudes statistiques obtenues sur les courbes de décroissance sont obtenues par minimisation par moindres carrés. L'accord entre les sections efficaces mesurées par X et par γ est généralement bon. Quand les rapports de branchement X sont mal connus ce sont les données γ qui sont utilisées (dans la mesure du possible on essaie de déterminer l'intensité d'au moins deux raies γ pour un même isotope).

Pour aider à l'identification des isotopes un détecteur X et un détecteur γ sont positionnés face à face et les coïncidences X- γ enregistrées. Ceci permet de lever les ambiguïtés dues à un mélange de raies γ de différents isotopes à une même énergie.

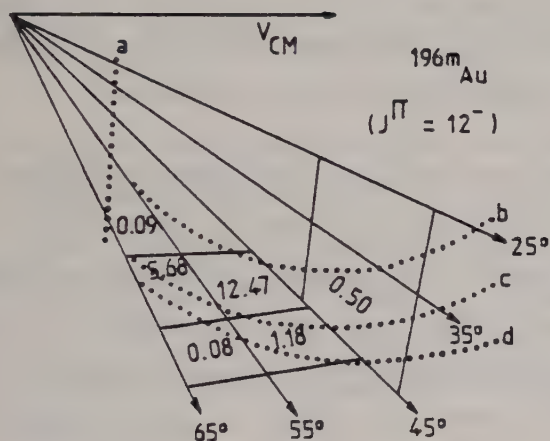
En définitive, pour chaque élément Z, les quantités suivantes ont été mesurées :

1) à l'aide des mesures de sections efficaces intégrées obtenues par séparation chimique des produits [KRAT 77] :

- a) le rendement total par élément $P(Z)$
- b) le centroïde $\langle A \rangle_Z$ de la distribution isotopique après émission de neutrons
- c) la variance $\sigma^2(A ; Z)$ de la distribution isotopique après émission de neutrons

2) à l'aide des expériences utilisant les empilements de feuilles : les énergies d'excitation $\langle E \rangle_{A,Z}$ les plus probables pour différents isotopes d'un même élément.

II.1.4. Transformation des résultats des parcours en distributions dans le centre de masse



Un résultat typique de la mesure dans les feuilles est montré sur la Figure (II.2) pour l'isotope ^{196m}Au de période 9,7h. Il représente le rendement de la distribution isotopique dans le plan $\theta_{\text{lab}} - V_{\text{lab}}$, les parcours dans les feuilles étant convertis en vitesse dans le laboratoire à l'aide des tables de Northcliffe et Schilling [NORT 70].

Fig.(II.2) - Rendement des distributions pour l'isotope ^{196m}Au dans le plan $\theta_{\text{lab}} - V_{\text{lab}}$.

Ainsi chaque feuille est caractérisée par une surface triangulaire ou quadrangulaire dans le plan $\theta_{\text{lab}} - V_{\text{lab}}$. Les chiffres indiqués dans chacune de ces surfaces sont les sections efficaces mesurées (en mb). Après le passage dans le centre de masse, les données discontinues des histogrammes sont transformées en une surface continue utilisable pour obtenir un diagramme de Wilczynski (énergie cinétique totale = $f(\theta_{\text{cm}})$). L'analyse des distributions angulaires permet de déterminer une forme analytique pour la représentation de l'histogramme angle-vitesse. Pour cela un polynôme de degré 5 a été utilisé :

$$X(\theta) = \exp \sum_{i=0}^5 A_i \theta^i .$$

De même, les distributions de parcours à divers angles sont données par :

$$P(\theta_{\text{lab}}, V_{\text{lab}}) = \exp \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^{5-i} A_{ij} \theta_{\text{lab}}^i V_{\text{lab}}^j$$

où les parcours dans les feuilles ont été convertis en vitesse dans le laboratoire.

Ainsi chaque surface est définie par au maximum 21 coefficients A_{ij} . Aucun isotope n'ayant été détecté dans plus de 12 feuilles, 12 coefficients seulement peuvent à priori être calculés. Dans les feuilles limitrophes de celles où le rendement pour un isotope devient très faible, il a été considéré que la section efficace pour cet isotope était de 0,05 mb avec une erreur de 100 % (limite mesurable des sections efficaces).

Les limites de la distribution physique peuvent être précisées (Figure (II.2)). La courbe en pointillés (a) représente la coupure à basse énergie déduite de la mesure des parcours projetés. Le parcours projeté du fragment léger complémentaire donne une information sur la vitesse minimum dans le centre de masse du produit lourd correspondant (b). La courbe marquée (c) est la vitesse maximale dans le centre de masse pour des événements ayant une valeur $Q=0$ (après correction pour le Q_{gg}). Nous avons utilisé pour le maximum la courbe (d) déduite de (c) en supposant en plus une dispersion de 10 %.

En prenant en considération toutes ces limites et les sections efficaces mesurées ainsi que les erreurs sur celles-ci on peut calculer la distribution $P(\theta_{lab}, V_{lab})$. Le résultat du lissage obtenu par un programme de moindres carrés qui tient compte de la position et de la taille des feuilles est comparé au résultat expérimental. Le calcul des limites expérimentales est ajusté jusqu'à l'obtention d'un accord avec les sections efficaces mesurées. La distribution $P(\theta_{lab}, V_{lab})$ est alors convertie en une distribution dans le centre de masse $P(\theta_{cm}, V_{cm})$.

Finalement avec l'hypothèse d'un processus binaire, la distribution $P(\theta_{cm}, V_{cm})$ est transformée en distribution $P(\theta_{cm}, ECT)$ où ECT est l'énergie cinétique totale calculée des deux fragments.

A ce stade l'évaporation des particules n'est pas prise en compte. Pour corriger la valeur la plus probable de ECT de l'émission des neutrons, on utilise un processus itératif qui suppose que :

- i) la vitesse du fragment n'est pas, en moyenne, changée par l'évaporation de neutrons [STEI 57] ;
- ii) l'énergie d'excitation est partagée entre les deux fragments proportionnellement à leurs masses. La valeur du Q_{gg} est calculée à partir des excès de masse expérimentaux pris dans les tables [MYER 65] et prise en compte pour le calcul de l'énergie d'excitation ;

iii) l'énergie emportée par neutron est telle que l'on peut, en première approximation, relier la masse primaire A' à la masse secondaire A par $A' = \alpha A + \beta E + \gamma$ où les coefficients α , β , γ peuvent être déterminés par des calculs d'évaporation (pour obtenir ces coefficients nous avons utilisé une version modifiée du code Alice) [REIS 79].

Avec ces hypothèses on calcule une valeur de la masse primaire et de l'énergie d'excitation. La masse primaire ainsi obtenue permet de recalculer une nouvelle valeur de Q_{gg} et donc une nouvelle valeur de l'énergie d'excitation et de A .

Le calcul est répété jusqu'à quatre fois et converge vers une valeur de la masse primaire avec une incertitude de 0,2 u.m.a. ce qui correspond à une incertitude de 2 MeV sur l'énergie d'excitation et de 3 MeV sur l'énergie cinétique totale.

II.1.5. Reconstruction des distributions primaires

Une méthode d'évaluation qui permet la reconstruction des distributions primaires avant évaporation à partir des distributions secondaires mesurées a été mise en oeuvre [POIT 81]. Ce procédé prend en compte le fait que la distribution secondaire observée est une convolution de la distribution primaire par une distribution d'énergie d'excitation. Il ne peut être utilisé que si certaines conditions sont remplies mais permet le calcul des moments d'ordre 0, 1, 2 des distributions primaires à partir de quelques moments des distributions secondaires.

a) Notations

Si l'on considère deux variables x et y , nous noterons - $P(x)$ la distribution de probabilité de x intégrée sur toutes les valeurs de y , - $P(x,y)$ la distribution de probabilité des deux variables x et y , - $P(x ; y)$ la distribution de probabilité de x pour une valeur fixée de y .

- $\langle x \rangle$ la valeur moyenne de x : $\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x P(x) dx / \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) dx$.

- $\langle x \rangle_y$ la valeur moyenne de x quand y est fixé.

- σ_x^2 la variance de x : $\sigma_x^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \langle x \rangle)^2 P(x) dx / \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) dx$.

- $\sigma^2(x ; y)$ la variance de x pour une valeur fixée de y .

Z est le numéro atomique, A' la masse du fragment primaire, A la masse secondaire après évaporation de neutrons, E l'énergie d'excitation des produits, $\langle E \rangle_{A'}$ l'énergie d'excitation moyenne d'un fragment primaire de masse A' , et $\langle E \rangle_A$ est l'énergie d'excitation moyenne associée à un produit secondaire de masse A .

b) Hypothèses

Nous ferons les hypothèses suivantes :

1) La distribution isotopique primaire est une distribution gaussienne pour chaque valeur de Z

$$P(A' ; Z) = \frac{P(Z)}{\sigma(A' ; Z) \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(A' - \langle A' \rangle_Z)^2}{2 \sigma^2(A' ; Z)} \right] \quad (1)$$

où les inconnues sont les valeurs primaires $\langle A' \rangle_Z$ et $\sigma^2(A' ; Z)$. On peut écrire :

$$P(A', Z) = P(A' ; Z) P(Z).$$

2) Pour un isotope primaire donné la distribution d'énergie d'excitation est gaussienne

$$P(E ; A', Z) = \frac{1}{\sigma(E ; Z) \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{(E - \langle E \rangle_{A', Z})^2}{2 \sigma^2(E ; Z)} \right] \quad (2)$$

où les inconnues sont $\langle E \rangle_{A', Z}$ et $\sigma^2(E ; Z)$.

i) L'énergie d'excitation moyenne $\langle E \rangle_{A', Z}$ est, en première approximation, une fonction linéaire du nombre de masse A'

$$\langle E \rangle_{A'} = a A' + b. \quad (3)$$

Les inconnues sont $a(Z)$ et $b(Z)$ qui sont des coefficients dépendant de Z.

(ii) La largeur de la distribution en énergie d'excitation $\sigma^2(E ; A', Z)$ ne dépend pas de A' mais est seulement fonction de Z.

3) L'évaporation de particules chargées est négligée, ce qui est valable pour un système aussi lourd que celui-ci où les produits ont de faibles moments angulaires (voir chapitre III).

4) Comme nous l'avons vu plus haut, on peut écrire

$$A'(A, E) = \alpha A + \beta E + \gamma \quad (4)$$

où les coefficients α, β, γ sont déterminés à l'aide de codes d'évaporation.

c) Calcul

Les approximations (i) et (ii) permettent donc d'écrire :

$$P(E ; A', Z) = \frac{1}{\sigma(E ; Z) \sqrt{2\pi}} \exp \left[- \frac{[E - a(Z) A' - b(Z)]^2}{2 \sigma^2(E ; Z)} \right]. \quad (5)$$

La distribution complète $P(E, A', Z)$ est donnée par :

$$\begin{aligned} P(E, A', Z) &= P(E ; A', Z) \cdot P(A' | Z) \\ P(E, A', Z) &= P(E ; A', Z) \cdot P(A' ; Z) \cdot P(Z) \\ &= P(E, A' ; Z) \cdot P(Z) \end{aligned} \quad (6)$$

et $P(E, A' ; Z) = P(E ; A' | Z) \cdot P(A' ; Z)$.

Ainsi la distribution primaire $P(A', Z, E)$ est caractérisée par les quantités $\langle A' \rangle_Z$, $\sigma^2(A' ; Z)$, $P(Z)$, $\sigma^2(E ; Z)$, $a(Z)$ et $b(Z)$.

Les corrélations entre ces quantités et les quantités mesurées après émission de neutrons peuvent être obtenues en convoluant la distribution isotopique primaire $P(A' ; Z)$ à chaque Z avec la distribution d'énergie $P(E ; A', Z)$.

En remplaçant $P(E ; A', Z)$ et $P(A' ; Z)$ par les équations (2) et (1) respectivement dans (6) et en remplaçant A' par l'équation (4) on obtient la distribution secondaire :

$$P(E, A ; Z) = \frac{1}{\sigma(E ; A, Z) \sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma(A ; Z) \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E - \langle E \rangle_{A, Z})^2}{2 \sigma^2(E ; A, Z)} \right] \exp \left[-\frac{(A - \langle A \rangle_Z)^2}{2 \sigma^2(A ; Z)} \right] \quad (7)$$

avec

$$\langle A \rangle_Z = -b(Z) \frac{\beta}{\alpha} + \langle A' \rangle_Z \frac{1 - a(Z)\beta}{\alpha} - \frac{\gamma}{\alpha} \quad (8)$$

$$\langle E \rangle_{A, Z} = \frac{\beta(\langle A' \rangle_Z - A - \gamma) \sigma^2(E ; Z) + (1 - a(Z)\beta) (a(Z)A + a(Z)\gamma + b(Z)) \sigma^2(A' ; Z)}{\sigma^2(E ; Z) \beta^2 + \sigma^2(A' ; Z) (1 - a(Z)\beta)^2} \quad (9)$$

$$\sigma^2(A ; Z) = \sigma^2(E ; Z) \beta^2 + \sigma^2(A' ; Z) (1 - a(Z)\beta)^2 \quad (10)$$

Nous disposons donc maintenant pour calculer la surface tridimensionnelle $P(A', Z, E)$ des quantités suivantes :

$$Z, P(Z), \langle A \rangle_Z, \sigma^2(A ; Z), \langle E \rangle_Z.$$

Les calculs d'évaporation donnent pour la réaction $\text{Xe} + \text{Au}$ étudiée ici :

$$\alpha = 1$$

$$0,009 \leq \beta < 0,1$$

$$-1 \leq \gamma \leq 0.$$

Si l'on combine les relations (8), (9) et (10) on obtient :

$$\beta \langle E \rangle_{A, Z} = (\langle A' \rangle_Z - A - \gamma) + 2b \beta R_x + R_x (A - \langle A \rangle_Z) \quad (11)$$

où

$$R = \frac{\sigma^2(A' ; Z)}{\sigma^2(A ; Z)} \quad \text{et} \quad x = 1 - a(Z)\beta .$$

La relation (11) est donc linéaire en Rx et $b Rx$.

Une analyse par moindres carrés donne les valeurs de Rx et b . En définitive ce sont les paramètres $a(Z)$, $b(Z)$, $\sigma^2(A' ; Z)$ et $\sigma^2(E ; Z)$ qui sont obtenus et qui définissent complètement la distribution primaire pour chaque élément Z .

Ayant obtenu la surface mathématique $P(A', Z, E)$ il est possible de faire n'importe quelle coupe dans cette distribution et donc d'obtenir les moments d'ordre 0, 1 ou 2 de l'une des variables primaires ou secondaires conditionnée par les variables restantes.

II.2. EXPERIENCES UTILISANT DES DETECTEURS A GAZ

Les compteurs à gaz de grandes dimensions sont particulièrement bien adaptés à l'étude des réactions très inélastiques [ALBR 74, BETH 78, MART 78, BROM 79, STEL 81]. Nous avons utilisé pour ce travail une chambre d'ionisation développée dès 1975 par Sann et al. [SANN 75, LYNE 79], chambre qui a permis de nombreuses expériences auprès de l'Unilac de Darmstadt avec des faisceaux allant jusqu'à 10 MeV/nucléon.

II.2.1. Choix du système

De nombreux problèmes expérimentaux empêchent l'étude des collisions très inélastiques induites par un projectile léger frappant une cible plus lourde et ce, spécialement pour des énergies incidentes proches de la barrière coulombienne [REHM 81] : la diffusion élastique est très importante, la section efficace est faible et les distributions angulaires sont piquées vers l'arrière. De plus, la faible énergie des fragments proches du projectile rend difficile la détermination de la charge en fonction de la perte d'énergie.

Nombre de ces problèmes peuvent être supprimés en utilisant une réaction cinématique dite inverse : un noyau lourd bombardant un noyau léger. Les produits proches de la cible sont alors émis vers l'avant avec de grandes énergies cinétiques ce qui facilite la détermination de la charge et de la masse. Les principaux inconvénients de ces réactions "inverses" sont la dispersion cinématique de l'énergie, spécialement pour les cibles les plus légères, et la grande dynamique des réactions qui oblige à faire des mesures dans un très grand domaine angulaire comme nous le montrerons par la suite.

Nous avons choisi ici d'étudier deux systèmes, l'un en cinématique "inverse" un faisceau de plomb-208 bombardant une cible de germanium-74 ($E_{lab}=7,5$ MeV/nucléon) l'autre en cinématique directe : faisceau de krypton sur cible d'or ($E_{lab}=6,5$ MeV/nucléon).

II.2.2. Appareillage

A) Principe des mesures

1) Mesure des charges

Principe et description de la chambre d'ionisation utilisée Figure (II.3)

i) Principe

Un champ électrique homogène est maintenu entre deux électrodes et la charge totale produite par une radiation ionisante incidente est collectée sur ces électrodes. Le champ électrique E est suffisamment élevé pour que la collection de toutes les charges avant recombinaison soit complète mais le champ réduit $\frac{E}{p}$, où p est la pression du gaz, est maintenu en-dessous du seuil de multiplication. Les charges migrent sous l'influence du champ et produisent un courant dans le gaz. L'énergie nécessaire pour créer une paire d'ions e^- étant presque indépendante du type de particule et constante pendant le processus de ralentissement dans le gaz, la hauteur de l'impulsion permet la détermination de la perte d'énergie de la particule dans le volume sensible de la chambre. Une amplification de

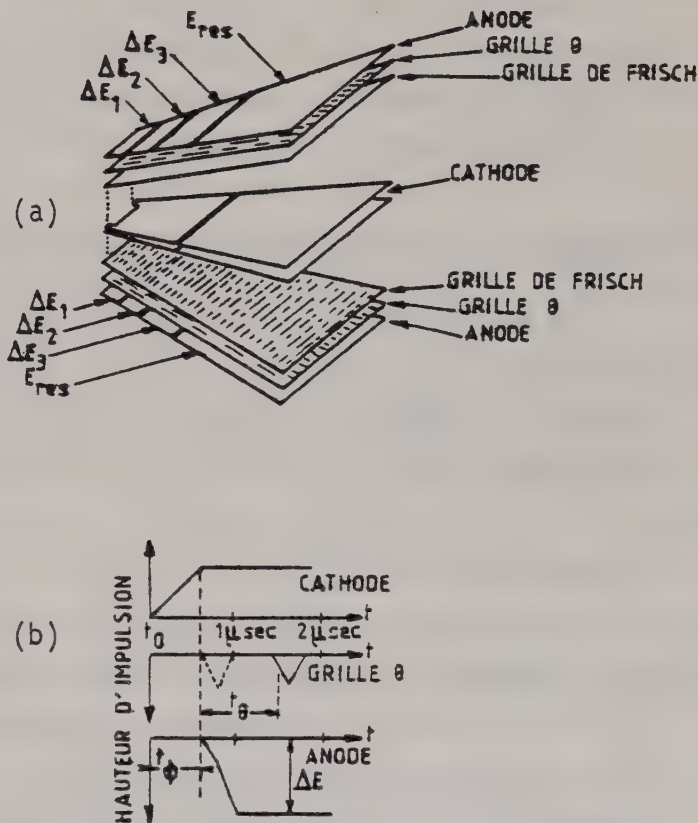


Fig.(II.3) - a) Principe de la chambre d'ionisation. b) Développement en temps des impulsions apparaissant sur la cathode, la grille θ et l'anode.

l'impulsion collectée est évidemment nécessaire. On ajoute une grille entre le volume sensible de la chambre et l'anode [FRIS 44] pour supprimer l'influence

des ions positifs. Cette grille est portée à un potentiel tel que la collection des charges sur la grille soit minimum. Seule la migration des électrons entre la grille de Frisch et l'anode contribue alors à l'impulsion.

La résolution en Z est limitée par la dispersion du signal ΔE (voir [ARMB 76]).

La mesure de ΔE et E se fait en séparant l'électrode de collection en deux parties, la première délivre le signal ΔE , la somme des deux donnant l'énergie totale.

Avantages et inconvénients des chambres d'ionisation [STEL 81]

a) Avantages

1. le détecteur est très homogène ;
2. l'épaisseur du compteur est adaptable par variation de la pression du gaz ;
3. la surface sensible est grande ;
4. la calibration absolue est relativement simple ;
5. les radiations ne provoquent pas de dommages comme c'est le cas pour les détecteurs solides.

b) Problèmes liés aux chambres d'ionisation

Ce sont essentiellement des problèmes de construction : la fenêtre d'entrée doit être fine et homogène. Pour des grandes fenêtres comme celles utilisées ici, une grille support est nécessaire qui ne doit pas modifier la distribution du champ électrique à l'intérieur de la chambre.

ii) Description [SANN 75, LYNE 79]

Ce détecteur permet une mesure de ΔE , de E, la détermination de la position (deux dimensions) et du temps d'arrivée de la particule incidente. L'identification en Z est faite par la mesure habituelle de E et ΔE . Une résolution optimale en Z est obtenue quand le rapport $\frac{\Delta E}{E}$ est ~ 1 . La grande dynamique en énergie et en charge que l'on rencontre dans l'étude des réactions par ions lourds (plus de 1 à 5 en charge) nécessite une sub-division de l'anode en différentes électrodes indépendantes pour obtenir un rapport optimum $\frac{\Delta E}{E}$ sur tout le domaine d'énergie et de charges. Ceci conduit au schéma de la Figure(II.3a). La chambre est construite comme une chambre d'ionisation double avec une cathode commune (les cathodes séparées montrées sur la figure sont couplées électriquement). La chambre est dessinée pour accepter toutes les particules qui frappent la fenêtre d'entrée et viennent d'un point source (cible) situé à 1 mètre devant la fenêtre d'entrée.

Cette fenêtre (2 μm d'hostaphan) est haute de 2×60 mm et large de 400 mm. Les anodes ΔE_1 , ΔE_2 , ΔE_3 et E_{res} ont une longueur de 60, 60, 200 et 840 mm dans la direction de la trace de la particule. La profondeur utile de la chambre est donc de 1160 mm. La distance entre la cathode et la grille de Frisch (parallèle à l'anode) est de 90 mm à l'entrée de la chambre et de 180 mm à la fin. La distance entre la grille de Frisch et l'anode est de 30 mm. La grille θ entre la grille de Frisch et l'anode est constituée de fils de 50 μm parallèles à la trajectoire de la particule. L'espacement entre les fils est de 1 mm à l'entrée de la chambre et de 2.5 mm à la fin. Cette grille mesure l'angle de diffusion dans le plan; les électrons en migrant vers l'anode produisent un signal sur le fil le plus proche quand ils traversent la grille θ . Le fil est lu grâce à une ligne à retard (le retard de chaque élément placé entre deux fils adjacents est de 4 ns). Comme la diffusion des électrons sur leur chemin vers l'anode est faible ($< 0,1$ mm/cm) on obtient une résolution en position de l'ordre de 2 mm. La coordonnée y est évaluée par la différence en temps entre les signaux cathode et anode. Ceci correspond au temps de migration des électrons dans le volume actif de la chambre. Le signal sur l'anode n'apparaît que quand les électrons ont traversé la grille de Frisch. La différence en temps est donc proportionnelle à la distance entre la trajectoire de la particule et la grille de Frisch. Une résolution en $y \leq 0,1$ mm peut être obtenue. La différence de potentiel appliquée entre la cathode et la grille de Frisch est choisie pour maximiser la vitesse de dérive des électrons dans le volume actif de la chambre. L'importance relative du champ des deux côtés des grilles et la géométrie des grilles sont telles que le nombre d'électrons perdus sur ces grilles est négligeable. Sur la Figure (II.3b) on a représenté la séquence d'impulsion apparaissant sur la cathode, la grille θ et l'anode. Les électrons migrant sous l'influence du champ électrique induisent un signal rapide sur la cathode. Quand le nuage d'électrons atteint la grille de Frisch, un signal est induit sur la grille θ et sur l'anode. Le signal sur la grille θ atteint une valeur maximum proportionnelle à l'énergie de la particule quand la trace passe à travers la grille et disparaît quand les électrons arrivent sur l'anode.

Les signaux venant des quatre anodes sont envoyés à un ordinateur PDP 11-45 à l'aide d'une électronique standard constituée de préamplis de charge, d'amplis et de convertisseurs analogiques digitaux (modules Camac) (Figure (II.4)). Le premier ΔE est placé juste derrière la fenêtre d'entrée où le champ électrique n'est pas complètement homogène. Une mesure de ΔE par cette électrode a une dépendance en X et Y. Les signaux provenant de ΔE_2 et ΔE_3 sont eux indépendants de ces coordonnées.

La somme $\Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_3 + E_{\text{res}}$ donne l'énergie totale des particules avec une résolution de l'ordre de 1 %.

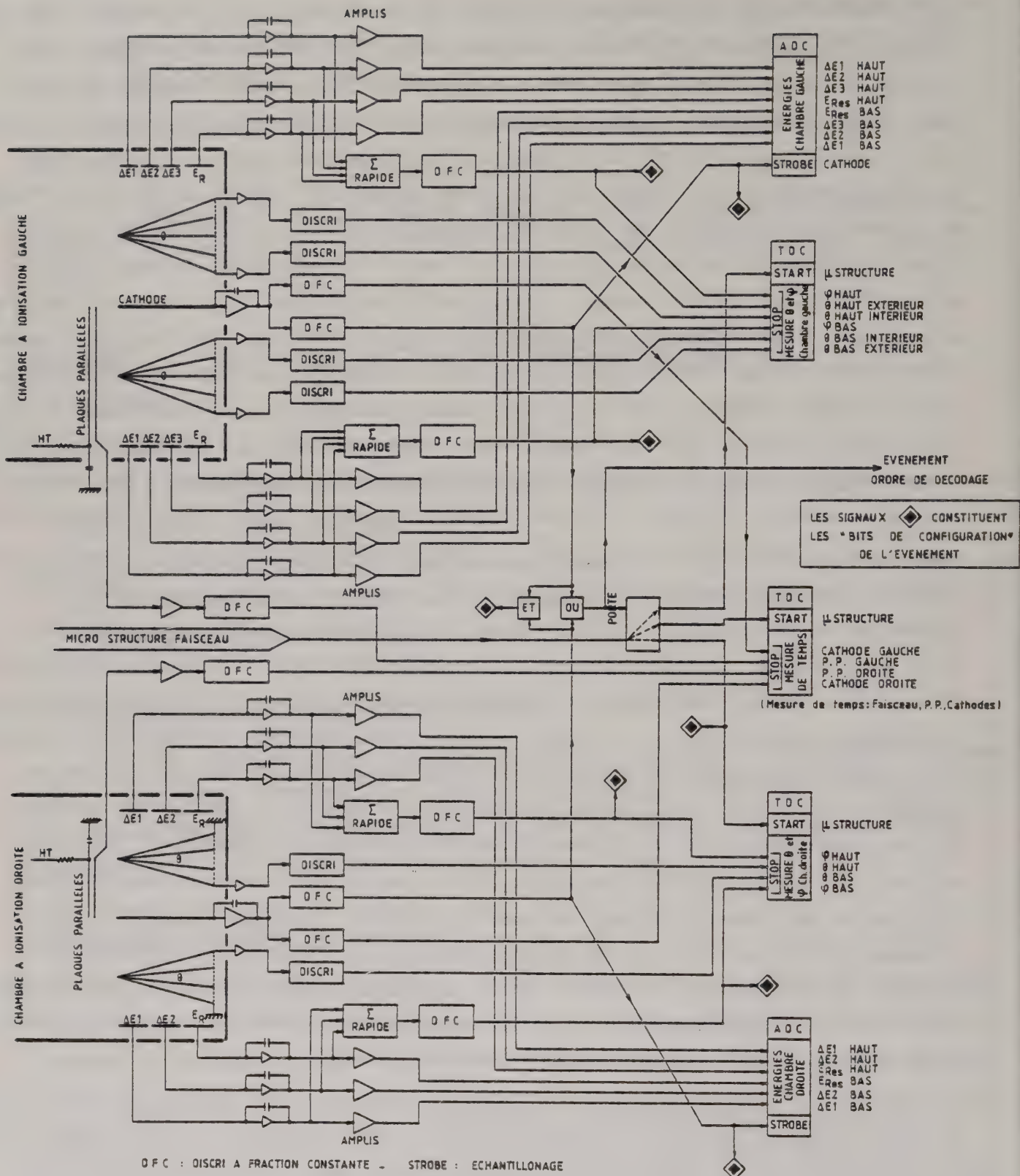


Fig.(II.4) - Schéma électronique.

La fenêtre d'entrée est supportée par un réseau de fils d'acier (100 μm , espacement 2.5 mm) qui sont connectés à un pont diviseur pour augmenter l'homogénéité du champ électrique dans la région de la fenêtre d'entrée.

La chambre est remplie avec du méthane pour obtenir la plus grande vitesse possible de migration des électrons. Des pressions allant jusqu'à 500 torrs sont possibles avec cette géométrie et peuvent être maintenues constantes à ± 2 torrs près pendant plusieurs jours. La charge Z des particules est identifiée par l'information ΔE_2 vs E_{total} et ΔE_3 vs E_{total} .

2) Mesure des masses

Nous avons utilisé pour la mesure des masses la méthode du temps de vol très souvent utilisée en physique de ions lourds. Connaissant l'énergie E des ions et le temps t qu'ils ont mis à parcourir une distance d, l'application de la formule $E = \frac{1}{2} mv^2$ où $v = \frac{d}{t}$ est la vitesse de la particule permet de calculer la masse.

Dans un accélérateur linéaire à cavités résonnantes tel que celui de Darmstadt les particules occupent une faible fraction de la période du champ accélérateur haute fréquence (période elle même très courte). On peut focaliser en temps ce paquet de particules sur la cible. On a pu ainsi obtenir sur l'Unilac une largeur d'impulsion voisine de 200 ps. Avec une telle microstructure, le temps de départ de la cible par les fragments dont on veut déterminer la masse, peut être connu avec une très bonne précision. Un seul détecteur de temps est alors nécessaire pour mesurer le temps de vol.

Nous avons utilisé un détecteur à plaques parallèles comme détecteur de temps. Ce détecteur a été imaginé par Christiansen [CHRI 52] il y a 30 ans mais n'a été que rarement utilisé jusqu'à son introduction en physique des ions lourds [STEL 76, MART 78, STEL 81]. Rappelons en le principe qui est fort simple : deux feuilles minces métallisées sont placées parallèlement à une distance de 1 ou 2 mm (dépendant de la taille du détecteur) et un fort champ électrique homogène ($E \sim 500 \text{ V/mm}$) est maintenu entre elles. Le compteur travaille avec une pression de gaz p (isobutane, isobutylène, pentane ou heptane) de l'ordre de 5 à 10 torrs. Les particules ionisantes à détecter traversent le compteur perpendiculairement aux plaques et produisent des paires électron-ion dans le gaz du compteur. Le fort champ électrique entraîne immédiatement une ionisation secondaire et une avalanche du type Townsend.

Grâce à la grande valeur du champ réduit $\frac{E}{p}$ un facteur de multiplication de 5000 peut être atteint. Les temps de montée vont de 1 ns pour un petit compteur

à 5 ns pour un compteur de 900 cm². Les électrons primaires produits par une radiation ionisante migrent vers l'anode et produisent des électrons secondaires. Sur l'anode un signal rapide négatif de plusieurs mV est observé et peut être aisément amplifié (pour plus de détails on pourra consulter [CHRI 52, MART 78, STEL 81]). Le compteur utilisé dans les expériences présentées plus loin est rempli avec 10 torrs d'isobutylène. La pression de gaz est régulée et reste constante à 0,1 torr près pendant plusieurs jours.

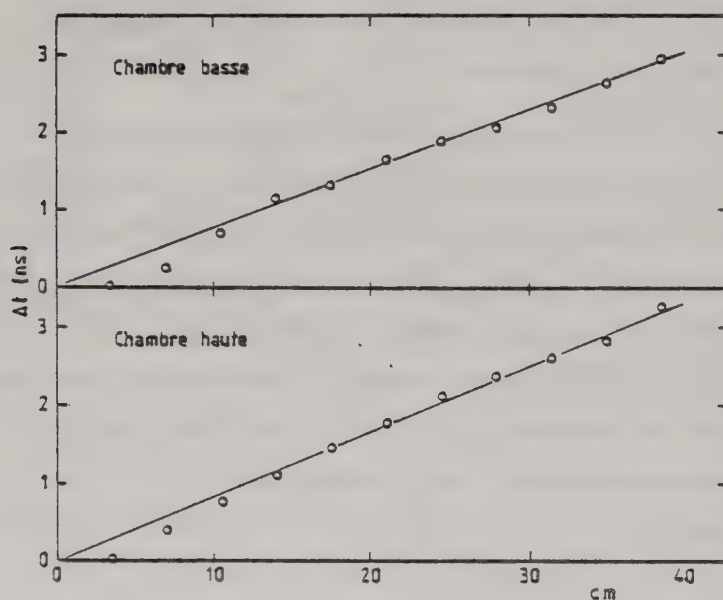
Il est essentiel que la différence en temps entre le passage de la particule et l'apparition du signal dans le circuit d'amplification soit constante (ou soit au moins une fonction connue du point d'impact). Plusieurs effets peuvent produire une dépendance en position sur ce retard en temps.

1) La vitesse finie du signal entre le point d'impact et le connecteur de sortie ; elle est estimée à $\frac{2}{3}$ de la vitesse de la lumière.

2) Les imperfections géométriques dans le parallélisme des deux électrodes qui sont certainement le facteur le plus important entraînant cette dépendance en xy. (Les forces électrostatiques entre les deux feuilles peuvent aussi diminuer la distance entre les feuilles au milieu du compteur).

Un soin tout particulier doit donc être apporté à la construction du compteur et les feuilles doivent être soigneusement tendues.

Tous ces effets peuvent être importants pour de grands détecteurs tels que



ceux que nous avons utilisés. Le retard en temps peut être bien représenté par une relation linéaire entre le temps et la position. La Figure (II.5) montre la variation obtenue le long de la grande dimension pour les détecteurs de 40 × 7 cm que nous avons utilisés. La ligne droite est tracée pour guider l'oeil.

Sur l'autre coordonnée, le retard en temps peut être considéré comme constant.

Fig. (II.5) - Retard en temps pour deux détecteurs à plaques parallèles en fonction du point d'impact le long de la coordonnée x.

Les détecteurs à plaques parallèles peuvent avoir de très hauts taux de comptage. Leur bonne résolution en temps, leur efficacité de détection de 100 %, leur construction simple et leur insensibilité aux dommages causés par les

radiations les rendent tout a fait adaptés aux mesures de temps de vol avec un grand angle solide. Un problème demeure à cause de la perte d'énergie et de la diffusion des ions lourds dans les feuilles des compteurs.

Pour les expériences effectuées dans ce travail, un détecteur à plaques parallèles a été positionné à l'entrée de la chambre d'ionisation décrite plus haut.

Avec le faisceau pulsé de l'Unilac de Darmstadt (période de répétition 36,9 ns) on peut focaliser en temps le paquet de particules sur une cible d'or placée à une distance connue du détecteur à plaques parallèles. La mesure de la diffusion élastique permet de déterminer le t_0 de la machine et donc d'obtenir le signal de départ, le signal stop étant fourni par la détection dans le détecteur à plaques parallèles (Figure (II.4)).

B. Dispositif expérimental

La première expérience fut faite en juin 1979 en utilisant un faisceau de plomb-208 accéléré à 7,5 MeV.A à l'Unilac du GSI à Darmstadt. Le dispositif expérimental est représenté sur la Fi-

gure (II.6). Deux chambres d'ionisation sont disposées de part et d'autre du faisceau. L'impact du faisceau, pulsé avec une période de répétition de 36,9 ns, se fait sur une cible de ^{74}Ge auto supportée (enrichissement en ^{74}Ge : $97,8 \pm 0,1$ %, autres isotopes du germanium-70 : 0,61 %, 72 : 0,88 %, 73 : 0,3 % et 76 : 0,41 %) de $250 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. La chambre d'ionisation A est placée à 20° par rapport au faisceau et doit permettre de mesurer

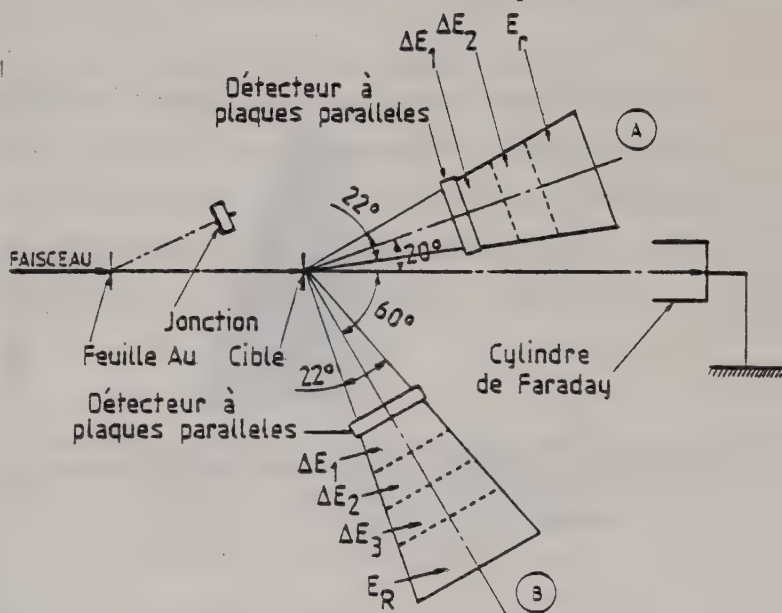


Fig.(II.6) - Dispositif expérimental utilisé pour l'étude des systèmes Pb + Ge, Kr + Au et Pb + Fe.

les produits proches du projectile, c'est-à-dire du plomb. Cette chambre d'ionisation est semblable à celle utilisée pour l'expérience Kr + Mo [BERL 79]. Elle est constituée de deux ΔE de 2 cm et de 3 cm et d'un E résiduel de 29 cm.

La chambre d'ionisation B, placée à 60° par rapport au faisceau (angle d'effleurement : 58°), est destinée à mesurer les produits proches de la cible c'est-à-dire du germanium. Il s'agit là de la deuxième version de la chambre d'ionisa-

tion mise au point par Sann et al. [SANN 75, LYNE 79] et que nous avons décrite précédemment (3 ΔE de 6, 6 et 20 cm, $E_R = 84$ cm) (chambre dite "Mammoth").

Devant les deux chambres d'ionisation sont placés des détecteurs à plaques parallèles pour l'identification en masse. Dans les deux cas (A et B) les détecteurs permettent une mesure continue en angle sur un domaine de 22° dans le plan et de $3^\circ 5$ hors du plan avec un angle solide total de 28 msr.

Les signaux de sortie de l'énergie, de la perte d'énergie et des coordonnées de position X,Y fournis par les détecteurs sont enregistrés sur bande magnétique via un PDP 11-45. La visualisation en ligne des données se fait événement par événement sur un écran Tektronix 4014. Ceci permet de comparer les distributions mesurées aux courbes calculées. Le programme Juhu mis au point par Lynen [LYNE 79] permet de reconnaître les comportements essentiels de la réaction étudiée après quelques minutes d'enregistrement. A titre d'exemple la Figure (II.7) montre les spectres bidimensionnels obtenus après quelques minutes d'enregistrement.

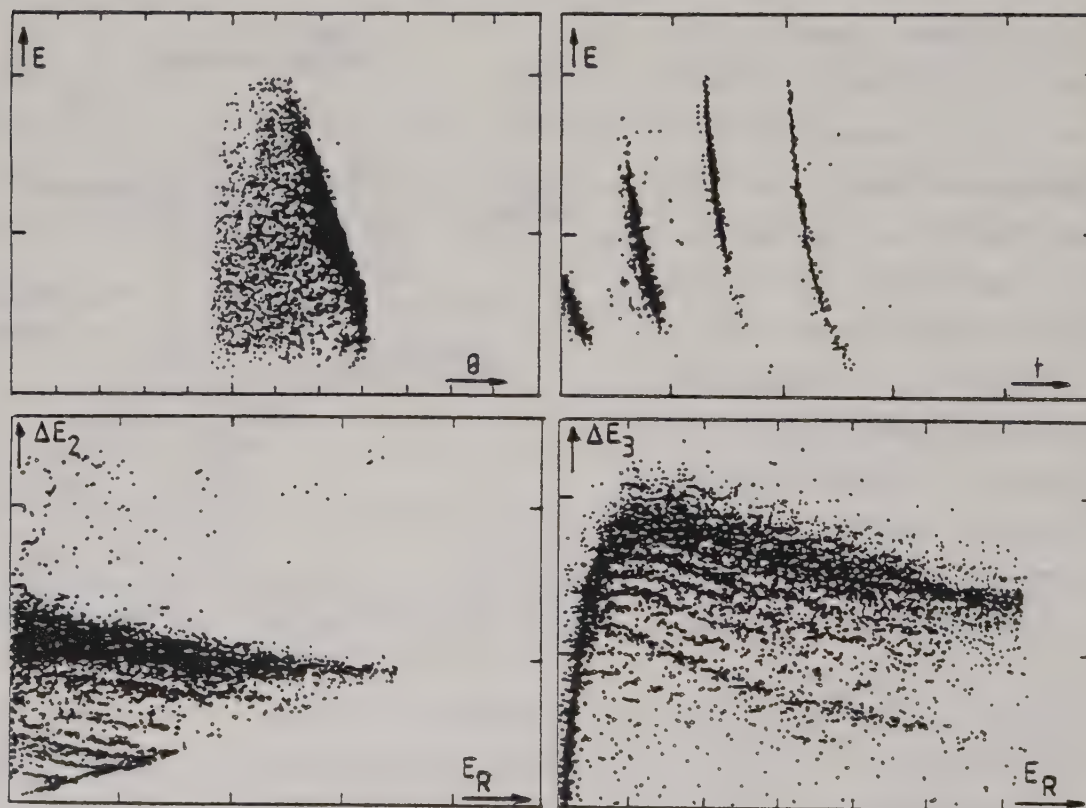


Fig. (II.7) - Spectres obtenus en ligne pendant la réaction $Pb + Ge$.

II.2.3. Analyse des données

L'analyse finale a été faite en utilisant l'IBM 370/168 de Darmstadt ainsi que son système SATAN (System To Analyse Tremendous Amounts of Nuclear data)

i) Mesure des charges

L'identification en Z est faite en comparant la position des événements dans le plan E- ΔE avec des courbes générées par une formule semi-empirique pour le ralentissement des ions dans les gaz [SCHW 76]. La forme des courbes de perte d'énergie pour un Z donné est bien reproduite par la formule. Pour des ions très lourds cependant, l'espacement entre des Z adjacents dévie par rapport à celui obtenu par extrapolation à partir des ions légers. Les lignes de calibration en Z dans le plan E, ΔE sont générées en utilisant non seulement les ions élastiquement diffusés mais aussi les particules de recul de différentes cibles. Pour cela, l'énergie incidente du faisceau est diminuée au dessous de la barrière coulombienne. Les cibles sont sélectionnées pour permettre une interpolation raisonnable des valeurs de Z au voisinage du plomb (Zr:0,22 mg/cm², Ag:0,19 mg/cm², Cu:0,23 mg/cm², ⁸⁹Y, ⁹²Mo, W et Au 1 mg/cm²).

La valeur Z_1 , obtenue par interpolation à partir des mesures de calibration et de la formule de Schwalm peut être un peu différente du numéro atomique Z de l'élément. L'erreur $Z-Z_1$ a été mesurée par Tanabe et coll. [TANA 80] et est reportée sur la Figure (II.8). Sur cette courbe les données sont normalisées sur le numéro atomique du plomb. La courbe a été obtenue par un lissage par moindres carrés.

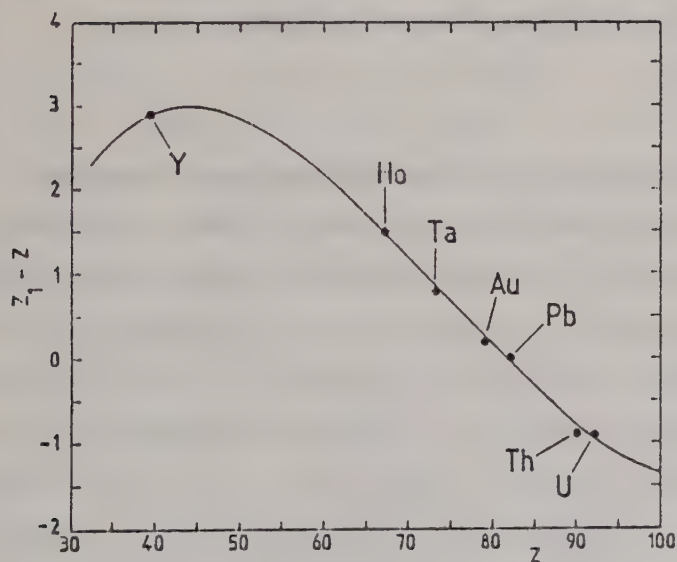


Fig.(II.8) - Déviation de la charge calculée à l'aide des formules empiriques de Schwalm par rapport au Z réel en fonction de Z.

Ces courbes ne sont évidemment indispensables que pour identifier des noyaux de Z élevés où la séparation peut s'avérer difficile.

Compte tenu du fait que l'on dispose dans la grande chambre d'ionisation de 3 ΔE et d'un E résiduel, différentes matrices E. ΔE peuvent être constituées. On sait que l'utilisation du premier ΔE peut s'avérer délicate car, à cet endroit, le champ électrique n'est pas

complètement homogène ce qui entraîne une dépendance en XY. Nous avons corrigé cette dépendance de l'énergie en fonction de X et Y par linéarisation sur le Z de l'élastique.

Dans ces conditions, on obtient à partir des spectres bidimensionnels $\Delta E_2 + \Delta E_3 = f(E_{\text{tot}})$ une résolution de 0,7 charge au niveau du germanium, et pour $\Delta E_1 + \Delta E_2 = f(E_{\text{tot}})$ une résolution de 0,9 charge. Avec la petite chambre, la résolution au niveau du plomb est de l'ordre de 2. Lorsque les produits ont une énergie suffisante, les matrices $E_2 + E_3 = f(E_{\text{tot}})$ ont été utilisées. Pour les énergies inférieures on a utilisé les spectres bidimensionnels $E_1 + E_2 = f(E_{\text{tot}})$ (après correction de la dépendance en X et Y). Afin d'arrêter tous les produits dans les chambres, la chambre B est remplie à une pression de 51 torrs de méthane alors que pour la chambre A, 273 torrs de méthane sont nécessaires pour arrêter les produits au voisinage du plomb.

ii) Détermination des masses

Le faisceau frappe la cible d'or placée à 1 mètre de l'entrée du détecteur avec une période de répétition de 36,9 ns et une largeur d'impulsion qui peut être voisine de 200 ps. La haute fréquence de l'accélérateur donne le signal de départ et le signal stop est fourni par la détection dans le détecteur à plaques parallèles. La masse m est calculée à partir de la formule $E_t = \frac{1}{2} m v^2$ qui donne l'énergie cinétique de la particule à l'entrée du détecteur. La vitesse v est obtenue par $v = \frac{L}{t}$, L étant la longueur du temps de vol et t le temps de vol. Compte tenu de la résolution en énergie et de la microstructure du faisceau de l'ordre de 200 ps à 300 ps, la résolution en masse obtenue est de l'ordre de 2,5 à 3 % au niveau du germanium et de 1,4 % au niveau du plomb.

iii) Influence de la cinématique

Sur la Figure (II.9) a et b, sont schématisées les cinématiques pour les produits de masse 66, 74 et 86 dans la réaction Pb + Ge à 7,5 MeV.A. Sur cette figure, A représente le point cible dans le laboratoire, AE la vitesse du centre de masse, EAD l'angle d'effleurement dans le laboratoire. Les cercles tiretés représentent les énergies 150, 300 etc. MeV dans le laboratoire et les cercles centrés sur E les pertes d'énergie 0, 75, 150 MeV etc... dans le centre de masse. Le cercle zéro représente la réaction élastique. Le cercle centré sur A et de rayon AL représente, pour le produit considéré, une énergie de 1 MeV/nucléon. Les caractéristiques des chambres d'ionisation utilisées rendent difficiles les mesures des produits d'une énergie inférieure à cette valeur. La position de la chambre est indiquée par les deux demi-droites AB et AC. Seuls sont donc identifiés les produits arrêtés dans la surface délimitée par le cercle de rayon AL, les

bords de la chambre et le cercle correspondant à une perte nulle de l'énergie cinétique totale (surface ombrée). On voit donc que pour des produits de masse 74 la perte d'énergie maximale mesurable dans le centre de masse sera de l'ordre de 175 MeV (Figure (II.9.1b) alors que pour $A=66$ (Figure (II.9.1a) elle sera de 200 MeV et seulement de 90 MeV pour $A=86$ (Figure (II.9.1c). Dans le cas de cette cinématique dite "inverse" la dynamique de la réaction est donc telle que la seule mesure aux angles compris entre 50 et 70° n'est pas suffisante pour mesurer tous les produits de la réaction. Cette restriction angulaire entraîne une sélection des produits de masses légères et empêche l'identification des produits de masses élevées et de grandes pertes d'énergies.

Ce problème n'existe pas pour une cinématique dite directe (Figure (II.9.2a, b, c). En effet, dans la surface équivalente à la surface ombrée de la cinématique inverse, les produits seront identifiés si leur énergie est suffisante. Il ne faut en effet pas oublier que dans ce cas la faible énergie des produits rendrait difficile la détermination de la charge en fonction de la perte d'énergie. Une grande quantité de produits serait alors arrêtée dans la cible de plomb.

Dans le cas de cette réaction $Pb + Ge$, la cinématique inverse est donc préférable à condition de faire la mesure sur un grand domaine angulaire, au moins 25° - 70° . Ceci n'a malheureusement pas été fait. Les résultats présentés ici pour ce système seront donc tous affectés par cette coupure cinématique. Heureusement l'influence de celle ci peut être calculée en fonction de la masse du produit. Dans ce qui suit, les résultats donnés seront donc limités aux énergies où tous les produits sont identifiés sans ambiguïté. Lorsqu'ils seront extrapolés dans une zone où l'influence cinématique se fait sentir, la coupure sera indiquée.

Sur la Figure (II.10) on a superposé les résultats expérimentaux représentés en termes de vitesse et la cinématique calculée pour $A=74$. Les données expérimentales sont en bon accord avec ces calculs ce qui semble indiquer que les pertes d'énergie du projectile le long du parcours ont été raisonnablement évaluées. Rappelons que nous avons pour cela utilisé les relations parcours énergie données dans les tables de Northcliffe et Schilling [NORT 70].

Compte tenu de ces problèmes de cinématique, une étude similaire à la précédente a été faite en mai 1980, en cinématique directe cette fois en utilisant un faisceau de ^{86}Kr de 6,5 MeV.A pour bombarder une cible d'or de $500 \mu g/cm^2$.

Le centre de la chambre a d'abord été placé à 46° (domaine angulaire 35° - 57°) (angle d'effleurement 51°). Puis, une deuxième mesure a été faite en positionnant la chambre à 32° (domaine angulaire 21° - 43°). On voit sur la Figure (II.11) le résultat équivalent à celui de la Figure (II.10) pour $Pb + Ge$ (cinématiques calculée et expérimentale). Le recouvrement des deux angles se fait correctement. Compte tenu des erreurs des tables de Northcliffe et Schilling dans les

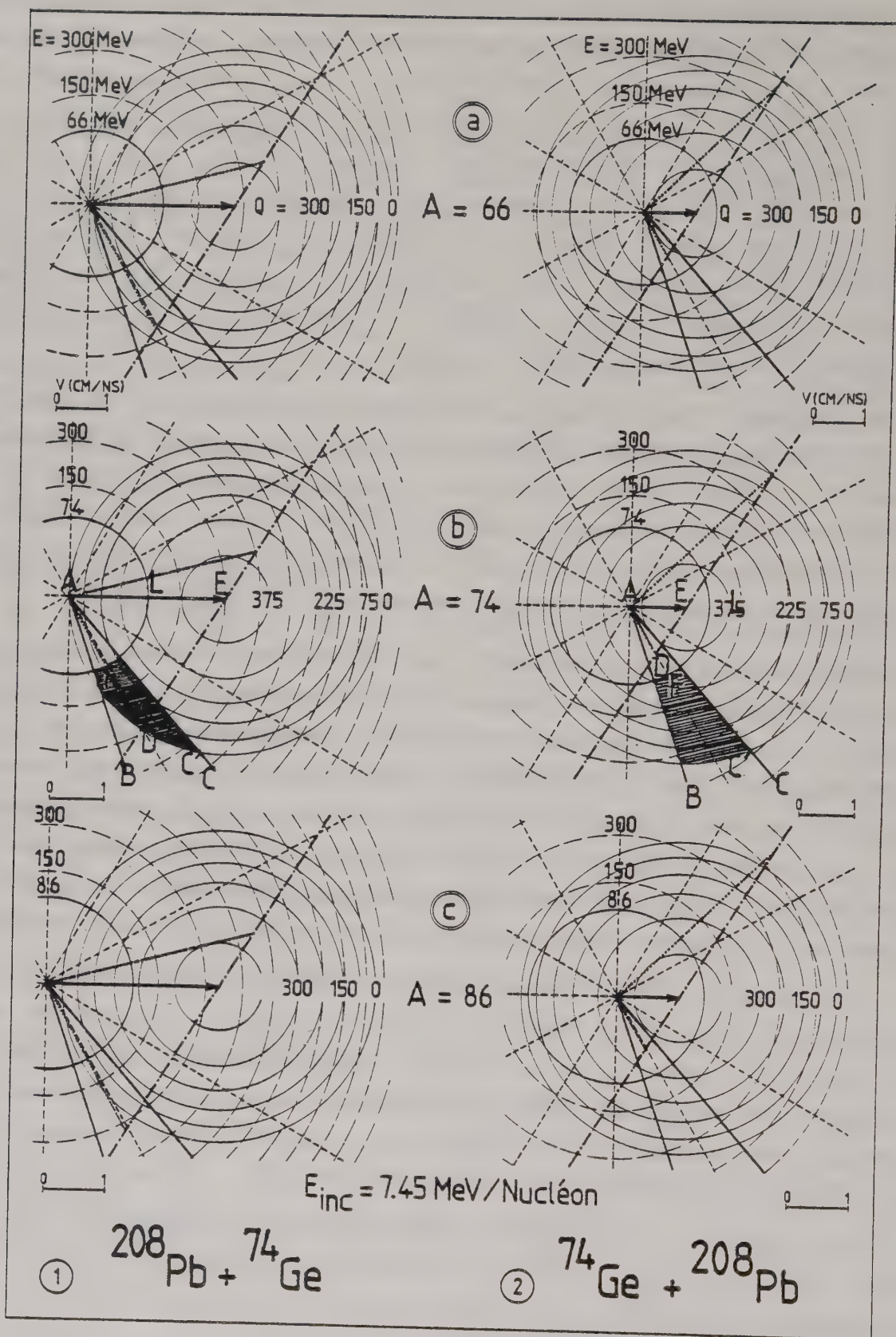


Fig. (II.9) - (1) Système Pb + Ge : cinématique calculée pour les produits de masse. a) $A=66$; b) $A=74$; c) $A=86$. (2) Système Ge + Pb : cinématique calculée pour les mêmes produits de masse : $A=66$, $A=74$ et $A=86$.

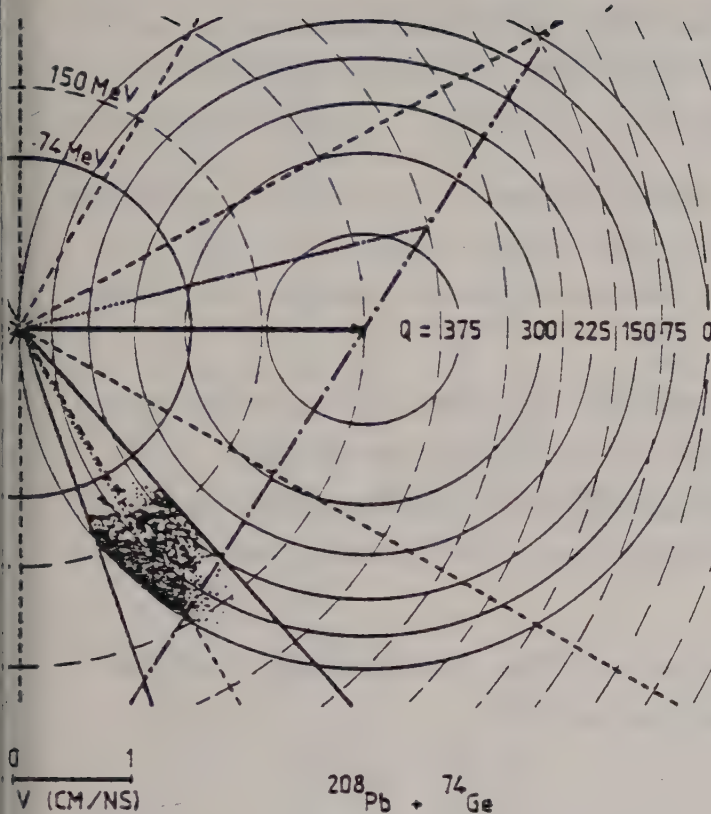


Fig. (II.10) - Comparaison entre la cinématique calculée et les données expérimentales dans le cas du système $\text{Pb} + \text{Ge}$.

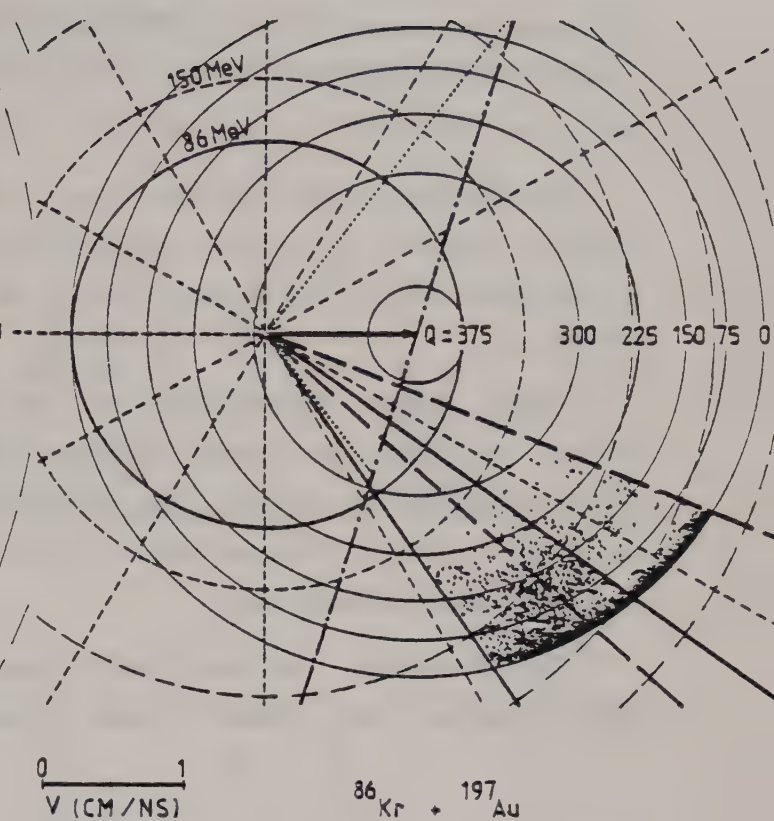


Fig. (II.11) - Comparaison entre la cinématique calculée et les données expérimentales dans le cas du système $\text{Kr} + \text{Au}$.

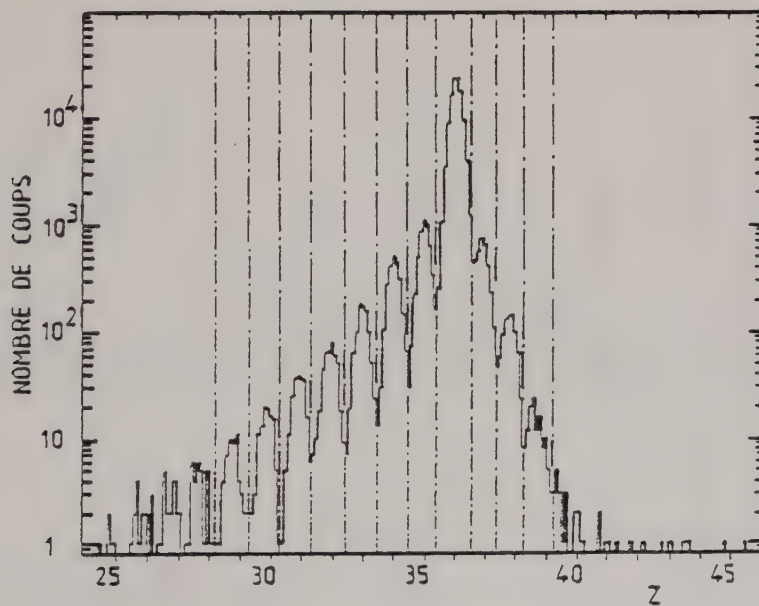


Fig. (II.12) - Distribution en charge dans le cas du système $\text{Kr} + \text{Au}$.

relations parcours énergie pour des faisceaux de krypton, erreurs constatées par Bimbot et al. [BIMB 78], nous avons utilisé les tables de ces auteurs [HUBE 80] qui semblent donner de bien meilleurs résultats. Dans cette expérience les produits au voisinage de l'or n'ont pas été identifiés, la petite chambre étant située à un angle (32°) où l'on pouvait mesurer les produits autour du projectile.

La résolution en Z obtenue avec la chambre Mammoth est de 0,9 % autour du krypton (Figure (II.12)). La résolution en masse comprise entre 2,5 et 3 % est directement liée à une microstructure en temps du faisceau incident de l'ordre de 200 ps.

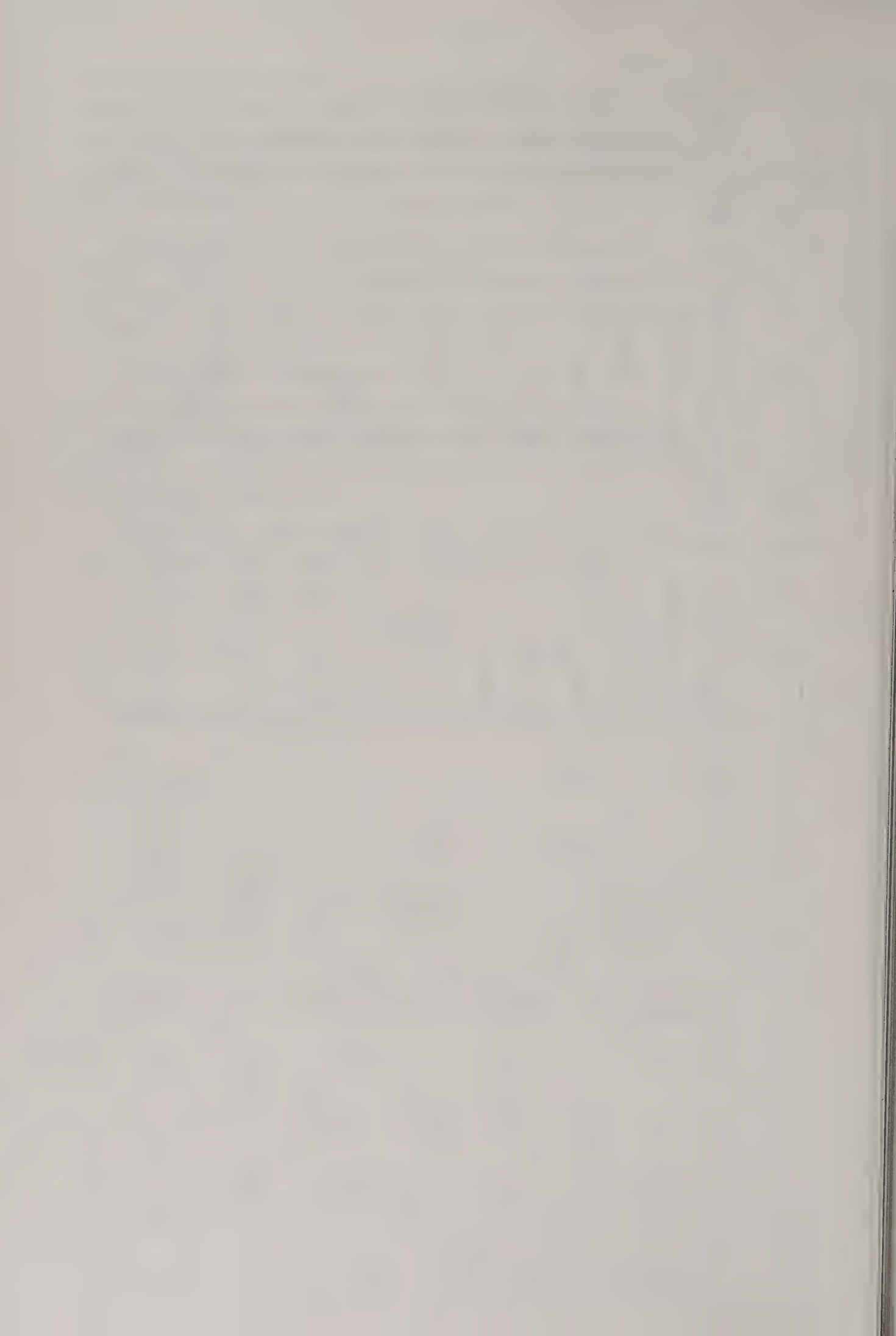
Comme, durant l'expérience Pb + Ge, un essai avait été fait avec une cible de fer, nous pourrions donner quelques résultats concernant ce système. Il ne faudra pourtant pas oublier que, outre des restrictions cinématiques équivalentes à celles de Pb + Ge, une faible statistique doit faire prendre les résultats avec quelques précautions.

En définitive, les caractéristiques essentielles des réactions étudiées dans ce travail sont résumées dans le tableau suivant.

Tableau II.1

Caractéristiques des réactions étudiées

$^{208}_{82}\text{Pb} + ^{74}_{32}\text{Ge} \rightarrow ^{282}_{114}\text{X}$ $E_{\text{inc}} = 1550 \text{ MeV} = 7,5 \text{ MeV.A}$ $E_{\text{CM}} = 407 \text{ MeV}$ $E^* = 145 \text{ MeV}$ $B_{\text{coul CM}} = 266 \text{ MeV}$ $\frac{E}{B} = 1,53$ $\theta_{\text{gr CM}} = 58^\circ$ $\theta_{\text{gr lab}} \text{ proj. : } 14^\circ$ $\text{cible : } 62^\circ$ $\ell_{\text{max}} = 280\hbar$ $\ell_{\text{crit}} = 195\hbar$ $Q = 262 \text{ MeV}$ Angle de mesure	$^{208}_{82}\text{Pb} + ^{57}_{26}\text{Fe} \rightarrow ^{265}_{108}\text{X}$ $E_{\text{inc}} = 1550 \text{ MeV} = 7,5 \text{ MeV.A}$ $E_{\text{CM}} = 333 \text{ MeV}$ $E^* = 131 \text{ MeV}$ $B_{\text{coul CM}} = 223 \text{ MeV}$ $\frac{E}{B} = 1,49$ $\theta_{\text{gr CM}} = 59^\circ$ $\theta_{\text{gr lab}} \text{ proj. : } 12^\circ$ $\text{cible : } 61^\circ$ $\ell_{\text{max}} = 220\hbar$ $\ell_{\text{crit}} = 147\hbar$ $Q = 202 \text{ MeV}$ Mesure	$^{86}_{36}\text{Kr} + ^{197}_{79}\text{Au} \rightarrow ^{283}_{115}\text{X}$ $E_{\text{inc}} = 550 \text{ MeV} = 6,5 \text{ MeV.A}$ $E_{\text{CM}} = 383 \text{ MeV}$ $E^* = 92,5 \text{ MeV}$ $B_{\text{coul CM}} = 286 \text{ MeV}$ $\frac{E}{B} = 1,34$ $\theta_{\text{gr CM}} = 51^\circ$ $\theta_{\text{gr lab}} \text{ proj. : } 54^\circ$ $\text{cible : } 52^\circ$ $\ell_{\text{max}} = 240\hbar$ $\ell_{\text{crit}} = 187\hbar$ $Q = 290,5 \text{ MeV}$ Mesure	$^{132}_{54}\text{Xe} + ^{197}_{79}\text{Au} \rightarrow ^{329}_{133}\text{X}$ $E_{\text{inc}} = 900 \text{ MeV} = 6,8 \text{ MeV.A}$ $E_{\text{CM}} = 539 \text{ MeV}$ $E^* = 88 \text{ MeV}$ $B_{\text{coul CM}} = 410 \text{ MeV}$ $\frac{E}{B} = 1,31$ $\theta_{\text{gr CM}} = 75^\circ$ $\theta_{\text{gr lab}} \text{ proj. : } 47^\circ$ $\text{cible : } 52^\circ$ $\ell_{\text{max}} = 337\hbar$ $\ell_{\text{crit}} = 195\hbar$ $Q = 451 \text{ MeV}$ Mesure
$\theta_{\text{H}} = 20^\circ \quad 9^\circ < \theta < 31^\circ$ $\theta_{\text{L}} = 60^\circ \quad 49^\circ < \theta < 71^\circ$	$\theta_{\text{H}} = 20^\circ \quad 9^\circ < \theta < 31^\circ$ $\theta_{\text{L}} = 60^\circ \quad 49^\circ < \theta < 71^\circ$	$\theta_{\text{L}} = 46^\circ \quad 35^\circ < \theta < 57^\circ$ $32^\circ \quad 21^\circ < 32 < 43^\circ$	Distribution angulaire $5^\circ < \theta < 135^\circ$ Parcours $15^\circ < \theta < 75^\circ$



Chapitre III

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme nous l'avons déjà dit, l'étude des collisions dissipatives est riche d'enseignements en permettant, outre l'étude du mécanisme de réaction lui même, l'observation, le long d'une trajectoire bien définie, de nouvelles propriétés associées à la dissipation d'énergie, du moment angulaire et de la masse ainsi que du temps de relaxation associé aux différents degrés de liberté. L'étude des corrélations entre ces différents degrés de liberté permet d'établir une échelle de temps pour l'analyse de l'évolution de l'équilibre de charge et de comparer les transferts de masse et de charge [CAUV 80, NGÔ 80].

Dans le cas de l'étude des systèmes Pb + Ge, Kr + Au et Pb + Fe, les observables mesurées sont : l'énergie, l'angle, la charge et la masse.

III.1 ETUDE DES DISTRIBUTIONS OBTENUES

a) Spectres en énergie

Les spectres en énergie $\frac{d^2\sigma}{dEd\theta} = f(E_{CM})$ sont généralement caractérisés par deux pics, un pic étroit quasi-élastique à haute énergie et un pic beaucoup plus large à des énergies plus basses. Ce dernier pic apparaît pour tous les Z alors que le pic quasi-élastique n'est visible que pour les charges proches de celle du projectile et à un angle θ proche de l'angle d'effleurement.

Ces spectres sont représentés sur la Figure (III.1) pour la réaction Kr + Au. Ceci peut aussi se voir sur les spectres bidimensionnels $d^2\sigma/(dEdZ)=f(Z)$ (l'énergie cinétique totale dans le centre de masse ECT étant calculée événement par événement en supposant un processus binaire et en tenant compte de l'évaporation des neutrons), intégrés sur tout le domaine angulaire mesuré (Figure (III.2a,b,c) ; les coupures cinématiques sont indiquées en pointillés

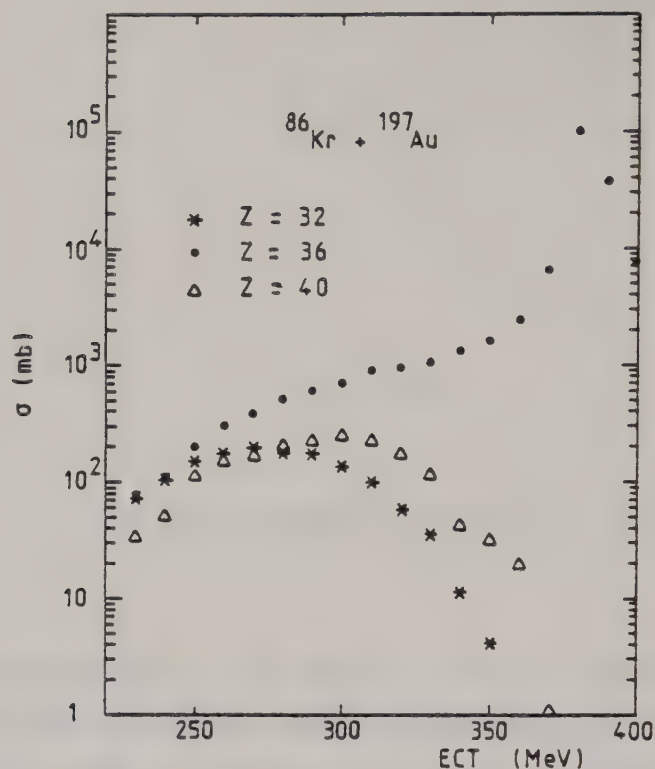


Fig.(III.1) - Spectres en énergie pour différents Z mesurés lors de la réaction $Kr + Au$.

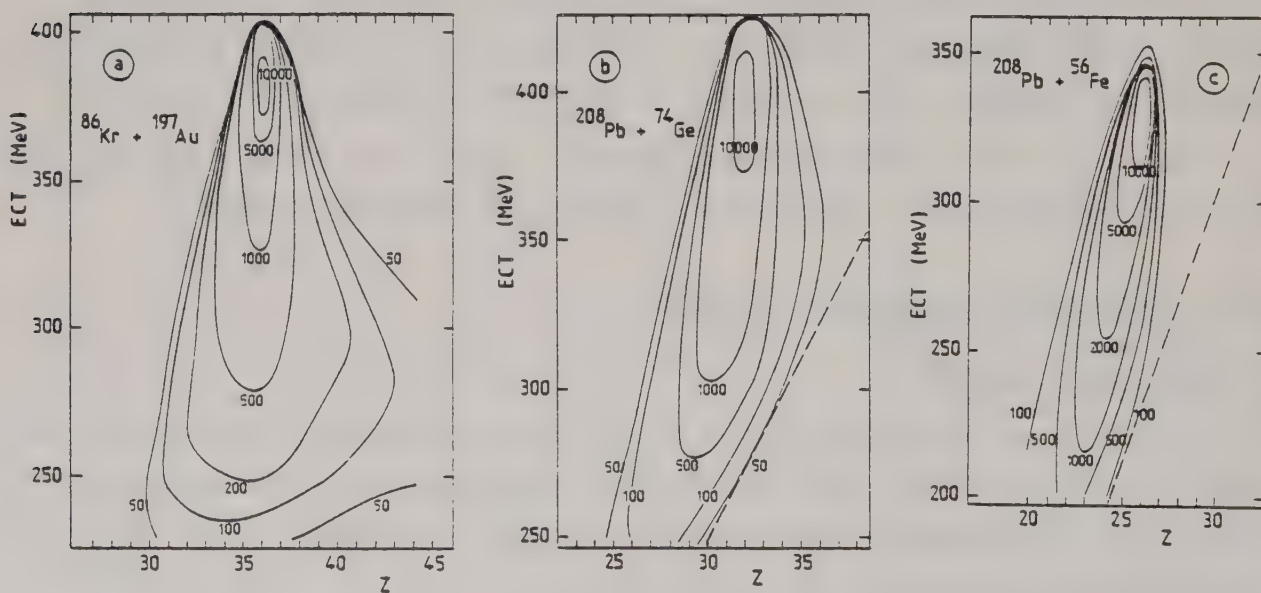


Fig.(III.2) - Spectres bidimensionnels $\sigma = f(ECT, Z)$: a) système $Kr + Au$; b) système $Pb + Ge$; c) système $Pb + Fe$. Pour ces deux derniers systèmes les pointillés indiquent les coupures cinématiques.

pour les systèmes Pb + Ge et Pb + Fe. On vérifie de même sur la Figure (III.3) où l'on a représenté les spectres en énergie pour différents angles centre de masse et différents Z, que, pour un Z éloigné du projectile, le pic quasi-élastique a disparu et que seule subsiste la contribution relaxée.

La largeur et la valeur moyenne des distributions sont indépendantes de l'angle d'émission.

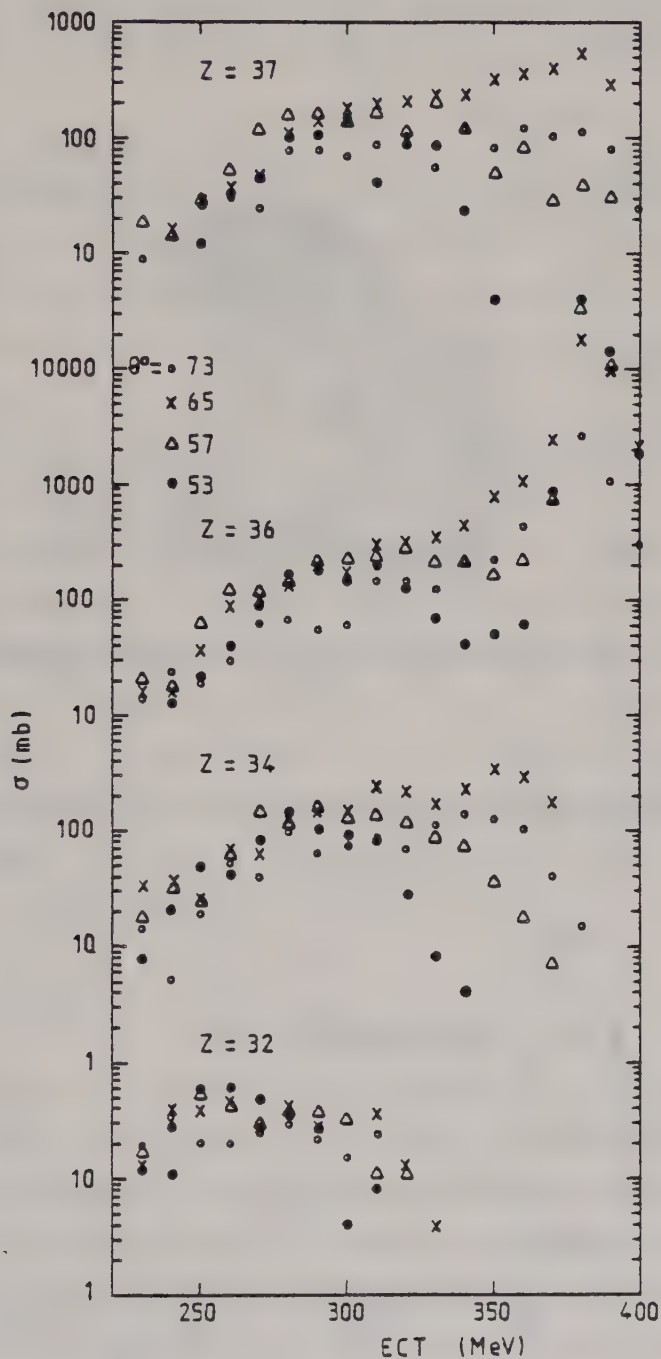


Fig.(III.3) - Spectres en énergie pour différents Z et différents angles centre de masse (système Kr + Au).

B) Relations énergie-angle

La continuité entre les réactions quasi-élastiques rasantes et les réactions de fusion peut être illustrée par les corrélations énergie-angle d'émission des fragments. C'est ce que Wilczynski a le premier montré dans l'étude du système Ar + Th [WILC 73]. Les diagrammes $\frac{d^2\sigma}{dE d\theta_{cm}} = f(E, \theta_{cm})$ pour un Z donné donnent une bonne description de la dynamique de la réaction (Figure (III.4)). Les sections efficaces différentielles $\frac{d^2\sigma}{dE d\theta_{cm}}$ sont caractéristiques du système cible-projectile considéré et illustrent bien l'équilibre entre les forces attractives et répulsives. Selon l'importance relative de chacune de ces forces on peut obtenir trois types de comportement (Figure (III.5)).

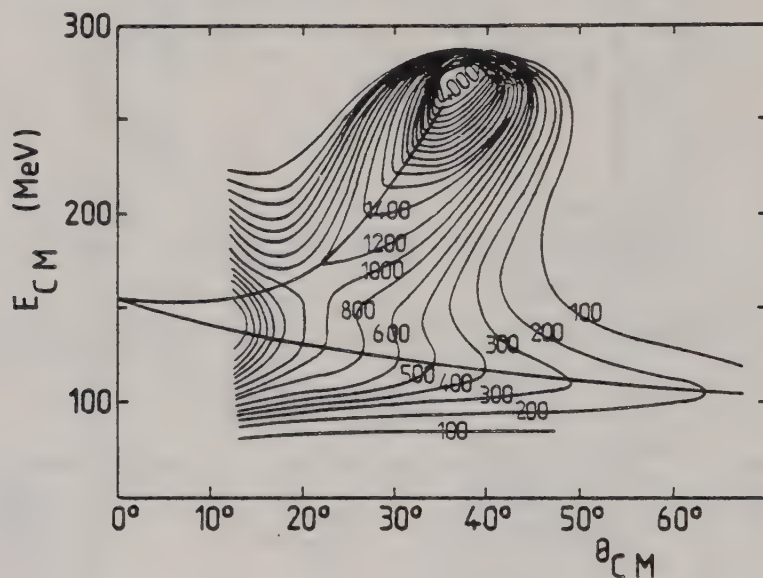


Fig.(III.4) - Diagramme de Wilczynski global pour la réaction Ar + Th [WILC 73].

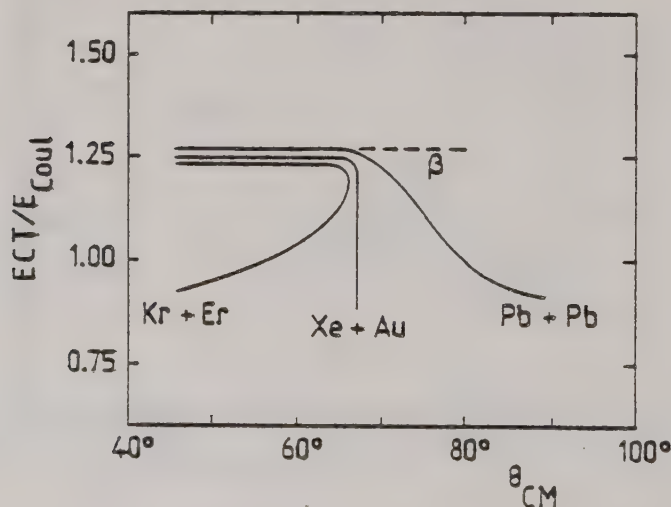


Fig.(III.5) - Comportement schématique des diagrammes de Wilczynski en fonction du produit $Z_1 Z_2$.

Pour des système légers, lorsque l'énergie cinétique des produits décroît, l'angle de déflexion θ_{cm} décroît d'abord avant de sembler croître à nouveau. En effet, lorsque le moment angulaire décroît depuis la valeur ℓ_{max} , l'interpénétration entre les deux ions augmente, il y a formation du système composite, son temps de vie augmente et il tourne de plus en plus. Pour certaines valeurs de ℓ il peut être défléchi à des angles négatifs. Enfin lorsque $\ell \leq \ell_{crit}$ on arrive à la fusion. Lorsque ℓ diminue de ℓ_{max} à ℓ_{crit} , la perte d'énergie augmente (les forces de friction augmentent le temps de contact entre les deux noyaux et donc la durée de vie du système composite) et l'énergie cinétique du fragment sortant décroît.

Les paramètres d'impact négatifs donnent une figure symétrique par rapport à $\theta_{cm}=0$. Comme, expérimentalement on ne peut pas distinguer les angles positifs des angles négatifs on observera deux composantes : a) une où θ_{cm} diminue lorsque E diminue et qui correspond aux angles de déflexion positifs ; b) une où θ_{cm} croît lorsque E décroît et correspondant aux angles de déflexion négatifs.

Lorsque le produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques des deux ions augmente, le potentiel coulombien augmente fortement alors que le potentiel nucléaire augmente beaucoup moins. Pour des systèmes lourds $Z_1 Z_2 \sim 2000-5000$ on s'attend à trouver une fonction de déflexion présentant deux angles arc-en-ciel, un étant l'angle arc-en-ciel coulombien et le second l'angle arc-en-ciel nucléaire. Pour ces systèmes la distribution angulaire des produits sera fortement focalisée entre ces deux angles. Lorsque le système devient très lourd, le champ coulombien devient très intense comparé au champ nucléaire et l'on observe un angle de déflexion proche de l'angle de déflexion coulombien. Des exemples caractéristiques de ces trois types de comportement ont été donnés par Gobbi [GOBB 80] (Figure (III.5))

Kr + Er	8,18 MeV.A	$Z_1 Z_2 = 2376$
Xe + Au	6,7 MeV.A	$Z_1 Z_2 = 4266$
Pb + Pb	7,57 MeV.A	$Z_1 Z_2 = 6724$.

Les systèmes étudiés ici présentent bien ce même type de comportement. Nous avons affaire à des systèmes relativement lourds $Z_1 Z_2 = 2624$ pour Pb + Ge, 2844 pour Kr + Au et 4266 pour Xe + Au. Les diagrammes de Wilczynski montrent bien que pour Xe + Au il n'y a aucune trace de branche correspondant aux angles de déflexion négatifs (Figure (III.6)). Il semble plutôt que dans ce cas l'émission des fragments soit privilégiée pour des angles positifs proches de l'angle d'effleurement. L'étude systématique d'un grand nombre de réactions a montré que la transition d'une situation d'étalement angulaire à une situation de focalisation s'effectue au voisinage de $E/B = 1,8$ et $\eta' = 250$ [GALI 76] où $\eta' = Z_1 Z_2 \frac{e}{\hbar v}$

est analogue au paramètre de Sommerfeld. On peut considérer en effet que plutôt que la taille des ions en interaction c'est l'importance relative du temps de vie et de la période de rotation qui joue un rôle essentiel et l'on peut classer ces réactions en fonction du paramètre $\frac{E}{B}$ ou η' .

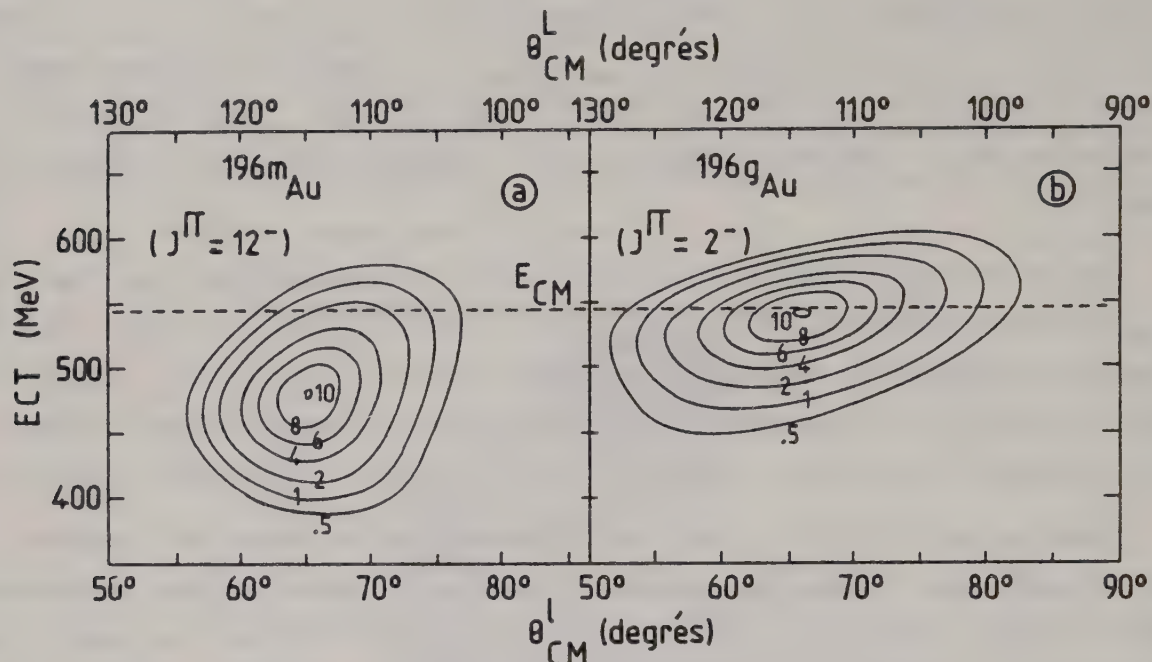


Fig. (III.6) - Diagrammes de Wilczynski obtenus pour deux isotopes différents dans le cas de la réaction $Xe + Au$.

Si l'on étudie les diagrammes de Wilczynski pour différents Z dans la réaction $Kr + Au$ (Figures (III.7a) et (III.8)), on constate que lorsque l'on s'éloigne de $Z=36$, il y a une rapide disparition du pic quasi-élastique et la composante amortie a une pente faible vers les angles négatifs. Le même comportement est visible sur les diagrammes de Wilczynski obtenus pour la réaction $Pb + Ge$ (Figure (III.7b)) mais ces distributions sont en partie affectées par les coupures cinématiques.

c) Distributions angulaires

Les sections efficaces différentielles intégrées sur tous les Z sont tracées en fonction de θ_{cm} pour des tranches en énergie cinétique totale ECT de 20 MeV (Figure (III.9)). Quand les produits sont complètement relaxés on obtient une distribution angulaire isotrope pour tous les produits de collisions très inélastiques. Pour $ECT < 360$ MeV les distributions angulaires sont à peu près semblables et sont piquées à $\theta_{cm} = 66^\circ$ soit légèrement en avant de l'angle d'effleurement. Pour $ECT > 368$ MeV la contribution quasi élastique entraîne une distribution piquée vers l'avant.

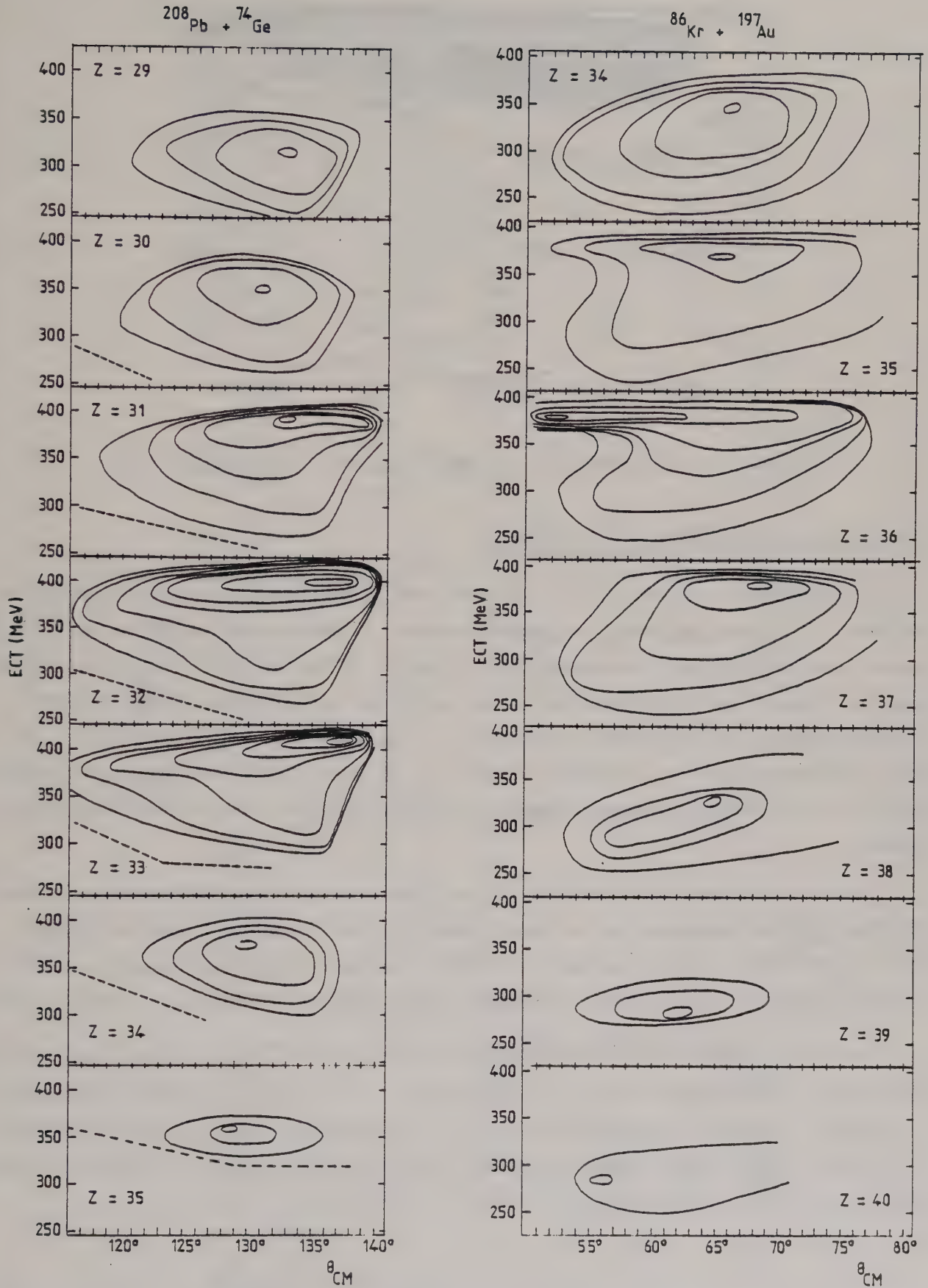


Fig. (III.7) - Diagrammes de Wilczynski pour différents isotopes : a) système Kr + Au ; b) système Pb + Ge.

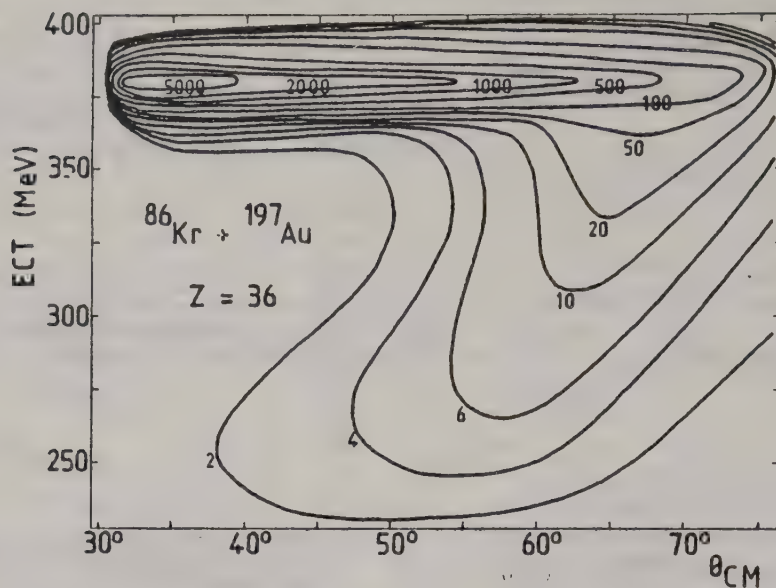


Fig.(III.8) - Diagramme de Wilczynski global (système Kr + Au).

d) Distributions de charge et de masse

Les Figures (III.10) à (III.13) montrent les spectres A_Z obtenus pour les systèmes Pb + Ge et Kr + Au. La perte moyenne d'énergie des produits de collisions très inélastiques correspond à une énergie d'excitation totale de 145 MeV pour Pb + Ge et de 92 MeV pour Kr + Au. Ce transfert d'énergie est corrélé à l'élargissement de la distribution A_Z le long de la vallée de stabilité. On voit clairement que les produits lourds $Z > 35$, $A > 90$ ne sont pas identifiés dans la réaction Pb + Ge (problèmes de cinématique inverse vus au chapitre précédent).

Sur les Figures (III.15a,b) sont portées les sections efficaces différentielles $\frac{d^2\sigma}{dE dZ}$ en fonction de la charge mesurée. Ces figures, comme la Figure (III.3), montrent bien que, quand l'énergie dissipée augmente, le temps d'interaction augmente et le nombre d'échanges de nucléons est de plus en plus grand.

Les distributions en Z deviennent donc de plus en plus larges. Ceci se voit clairement non seulement pour la réaction Kr + Au (Figure (III.15b) mais aussi, et malgré la coupure expérimentale, pour les produits lourds de la réaction Pb + Ge (Figure (III.15a)). De même sur la Figure (III.16a,b) sont portées les sections efficaces différentielles $\frac{d^2\sigma}{dE dA} = f(A)$.

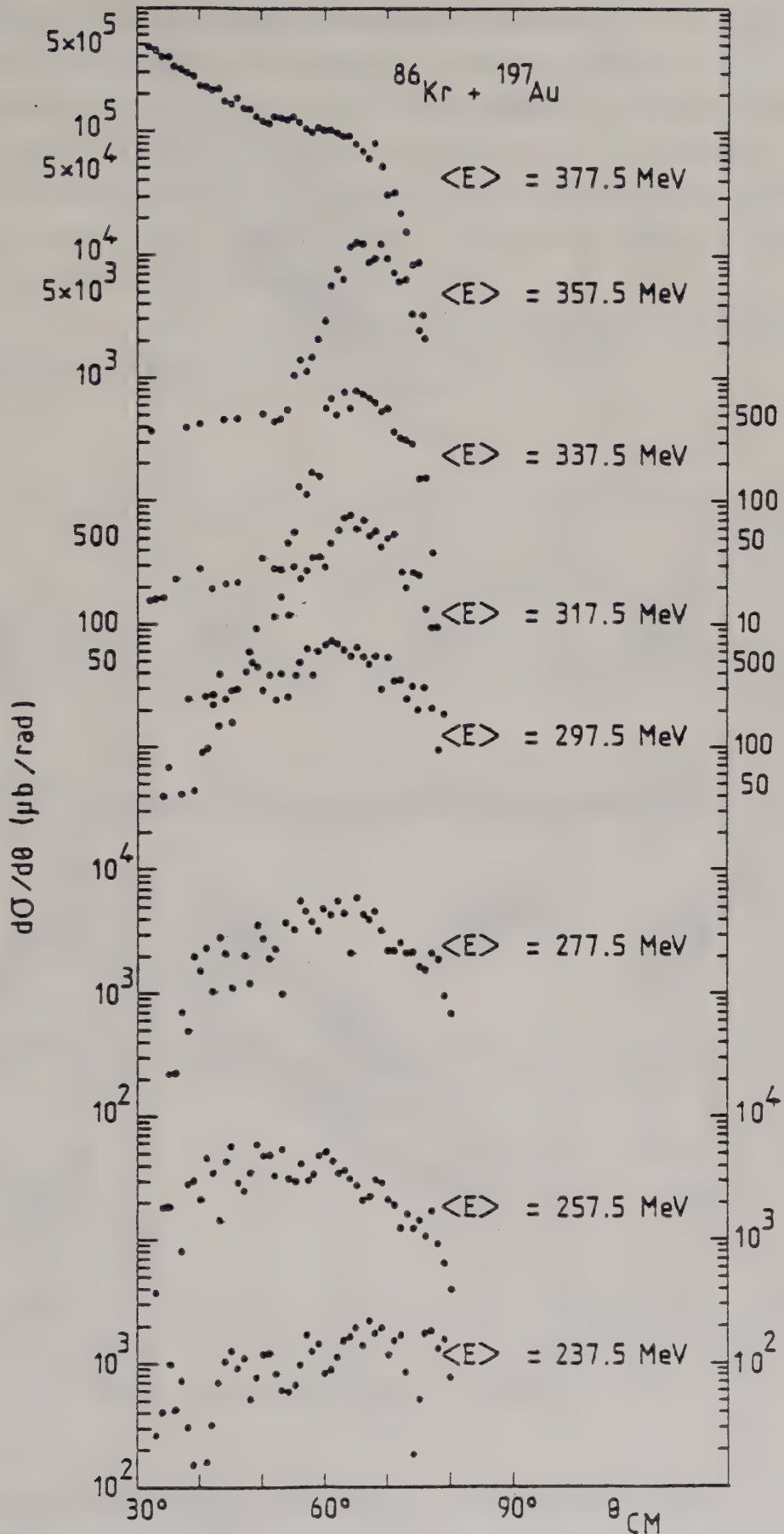


Fig. (III.9) - Sections efficaces différentielles $d\sigma/d\theta = f(\theta_{cm})$.

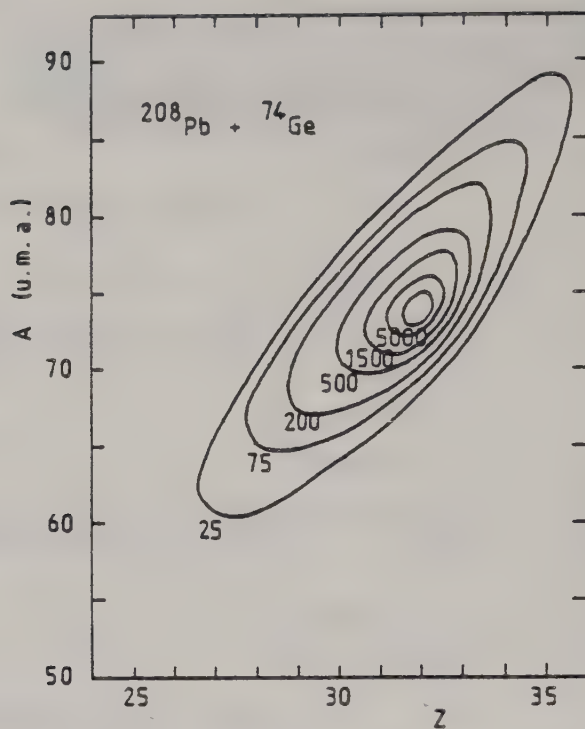


Fig.(III.10) - Spectre bidimensionnel A-Z intégré sur toutes les énergies (système Pb + Ge).

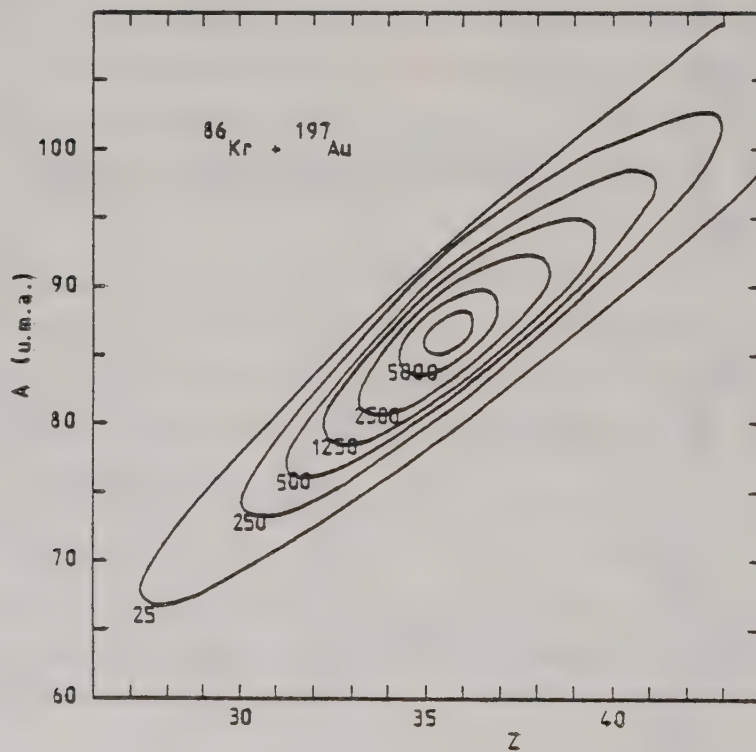
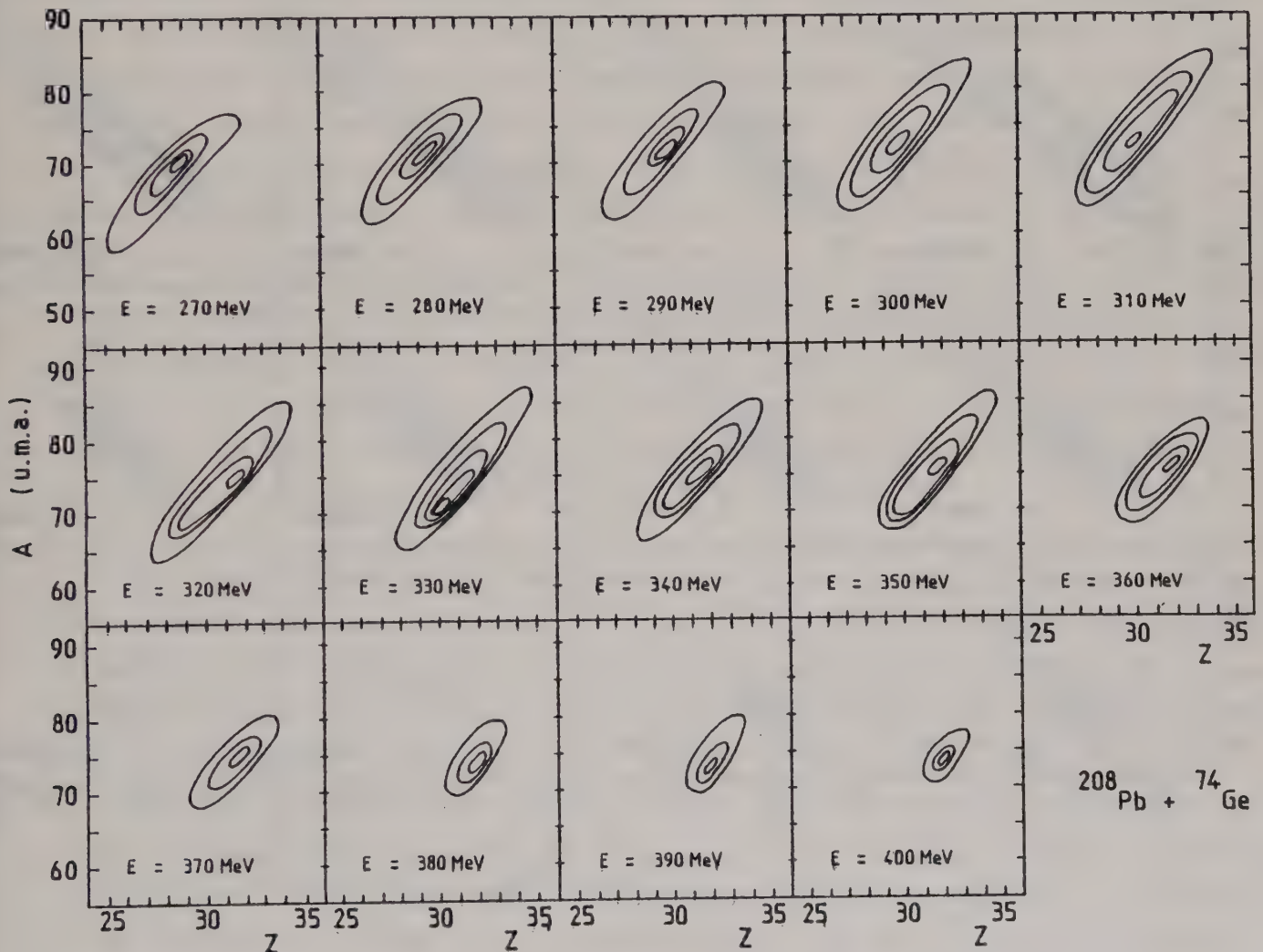


Fig.(III.11) - Spectre bidimensionnel A-Z intégré sur toutes les énergies (système Kr + Au).

Le grand élargissement des distributions de charge avec l'augmentation de la dissipation d'énergie cinétique suggère un processus de diffusion classique dans lequel les nucléons sont échangés aléatoirement entre le projectile et la cible, conduisant à des distributions plus larges pour des collisions où le paramètre d'impact est plus faible et les temps de vie plus longs. Ce comportement général est observé pour les distributions en charge et en masse dans de nombreuses réactions entre ions lourds [HUIZ 81, GOBB 80] et conforte l'hypothèse d'un mécanisme de réaction de nature statistique.

Avant de poursuivre il est nécessaire de faire quelques remarques concernant les mesures expérimentales.



Fig(III.12) - Evolution des distributions en masse et charge en fonction de l'énergie cinétique totale (système Pb + Ge).

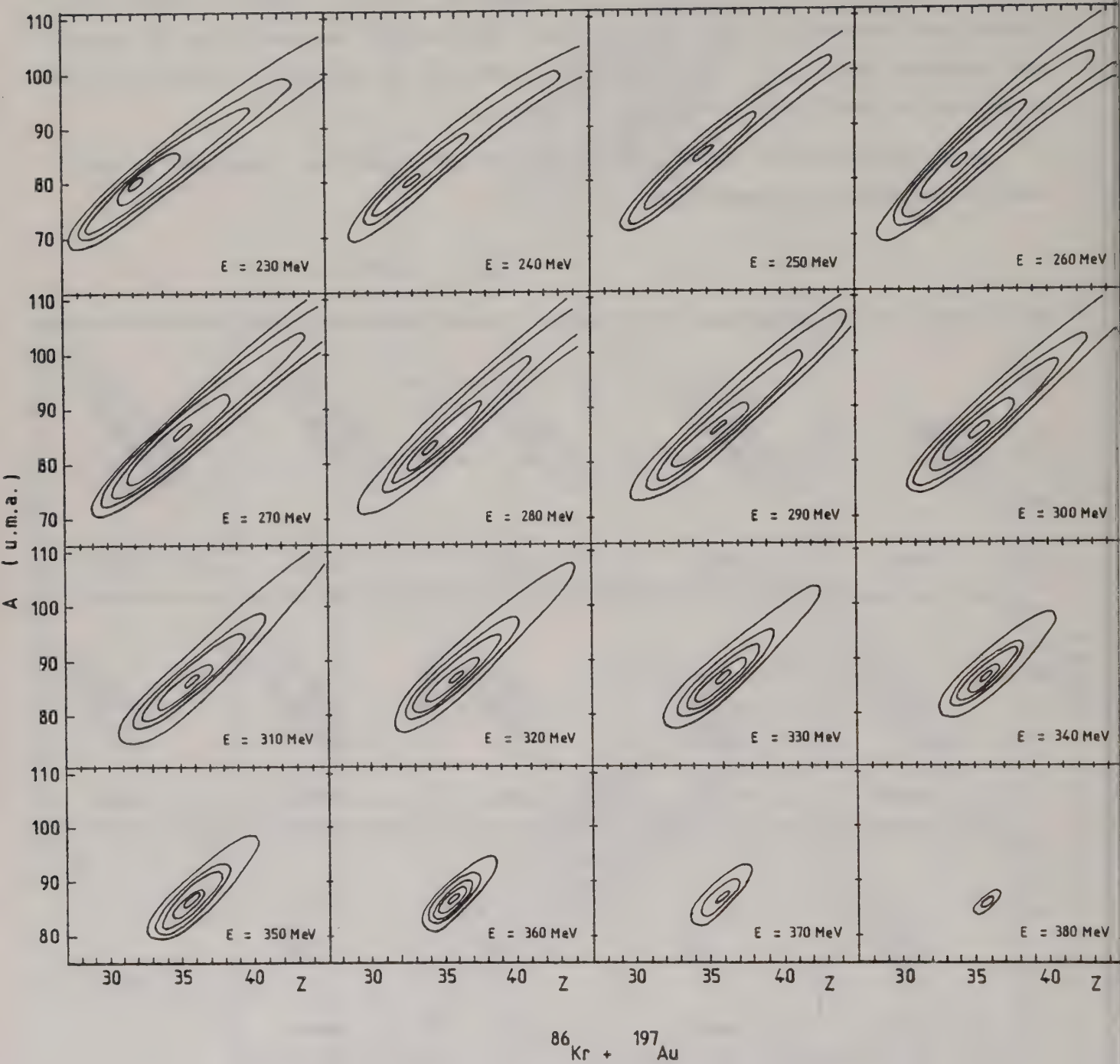


Fig.(III.13) - Evolution des distributions en masse et charge en fonction de l'énergie cinétique totale (système Kr + Au).

III.2 CHOIX DU PARAMETRE UTILISE COMME HORLOGE

Ce qui est expérimentalement mesuré, c'est la section efficace différentielle $\frac{d^4\sigma}{d\theta dE dA dZ}$. Pour pouvoir utiliser l'énergie cinétique totale ou la perte d'énergie correspondante comme une horloge, il est nécessaire d'intégrer la section efficace sur tout le domaine angulaire. Si l'on fixe E et θ on introduit deux sélections sur le temps d'interaction car l'angle et l'énergie cinétique totale dépendent tous les deux du temps d'interaction. Dans les études faites par Artukh et coll. [ARTU 73] et par Moretto et Schmidt [MORE 76] sur les collisions de noyaux pas trop lourds pour lesquels une rotation se produit et où une forte dépendance angulaire du processus de relaxation et de transfert de masse est observée, l'angle de diffusion a été utilisé comme paramètre pour le temps. La sélection entre systèmes lourds et légers peut se faire en fonction du paramètre $\eta' = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v'$ où $v' = \sqrt{2(E-B)/m}$ [GALI 76]. Pour $\eta' < 150-200$ la distribution angulaire est large avec un maximum en avant de l'angle d'effleurement et l'angle de diffusion peut servir d'horloge. Dans l'étude des systèmes plus lourds ($\eta' > 250$) où l'on n'a pas observé de dépendance angulaire (Xe + Bi) [SCHR 77] il était naturel de sélectionner l'énergie comme paramètre pour le temps. En fait, la plus forte variation de la distribution en charge a été observée en fonction de l'énergie dissipée. Les distributions $\frac{d^2\sigma}{dE dZ} = f(Z)$ obtenues par Schröder et coll. en 1977 [SCHR 77] pour la réaction Xe + Bi sont presque gaussiennes à toutes les énergies. Les variances σ_Z^2 des distributions augmentent d'une façon monotone avec la perte d'énergie cinétique ECT_{diss} . Dès 1976, Huizenga et coll. avaient mis en évidence une corrélation entre ECT_{diss} et σ_Z^2 [HUIZ 76].

Pour savoir lequel de ces deux paramètres ECT ou l'angle de diffusion est le plus adéquat, Rudolf en 1979 [RUDO 79] a analysé en détail la section efficace différentielle triple $\frac{d^3\sigma}{dE d\theta dZ}$ pour un système relativement lourd Kr + Er. Il n'a pas observé de dépendance significative avec l'angle de diffusion dans le centre de masse alors qu'un changement important était observé en fonction de l'énergie. Si l'on étend cette étude aux grandes pertes d'énergie pour les événements complètement relaxés, les composantes positives et négatives ne sont pas bien séparées en énergie contrairement au diagramme simple de Wilczynski. Une faible dépendance angulaire de la distribution isotopique est observée dans ce cas mais, à cause du mélange des deux composantes positive et négative, cette dépendance ne peut pas être utilisée comme paramètre. L'importance de l'énergie comme paramètre adéquat pour le temps est confirmée par les mesures de multiplicité γ de Olmi et coll. [OLMI 78] qui, dans le cas de Kr + Er, ne montrent pas de dépendance en angle pour un intervalle en énergie cinétique donné mais varient fortement avec l'énergie dissipée.

De toutes ces observations on déduit que pour les systèmes lourds ECT_{diss} permet mieux de sélectionner les temps d'interaction et donc les paramètres d'impact. Ceci suppose que les fluctuations en énergie sont faibles. Il faudra cependant se souvenir que la correspondance entre ECT_{diss} et b n'est pas complètement univoque.

III.3 INFLUENCE DES LIMITATIONS EXPERIMENTALES

1) Une distribution isobarique à un angle fixé pour différentes tranches en énergie cinétique ne sera pas, à cause de la limitation du domaine angulaire, nécessairement représentative de l'évolution de ces distributions en fonction du temps d'interaction. Dans l'expérience Kr + Au, on peut cependant déduire de la Figure (III.14a,b) que si l'on intègre les distributions sur le domaine d'angle mesuré $\theta_1 - \theta_2$, ce domaine est assez grand pour assurer que les distributions mesurées sont représentatives de $\frac{d^3\sigma}{dEdAdZ}$. En d'autres termes que

$$\int_{\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2} d\theta \frac{d^4\sigma}{d\theta dEdAdZ} \sim \frac{d^3\sigma}{dEdAdZ}$$

ceci est aussi valable pour les réactions Pb + Ge et Pb + Fe pour des dissipations en énergie où les coupures cinématiques n'influent pas sur le résultat.

2) Nous sommes en fait intéressés par les propriétés des fragments primaires. Ces fragments sont formés avec une certaine énergie d'excitation. En conséquence, ils se désexciteront avant d'atteindre le détecteur ; les propriétés mesurées sont donc relatives aux produits finals. Il est très important de connaître l'effet de la désexcitation sur les distributions primaires et de voir jusqu'à quel point ces distributions sont modifiées. L'influence de l'évaporation sur les systèmes étudiés sera exposée au chapitre III.5. En supposant que l'énergie d'excitation totale se partage entre les deux fragments proportionnellement à leurs masses, nous vérifierons que dans le cas des réactions nous concernant, les seules évaporations de particules sont des évaporations de neutrons. L'effet de l'évaporation sur les distributions A-Z mesurées est calculé en supposant que chaque neutron emporte 10 MeV d'énergie d'excitation.

III.4 EVOLUTION DU FLUX DE NUCLEONS EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE DISSIPEE

Nous considérons maintenant l'influence du transfert de nucléons sur l'énergie cinétique dissipée. Les Figures (III.15 et III.16) montrent les projections des distributions A_Z sur les coordonnées masse et charge pour les réactions Pb + Ge et Kr + Au et ce, pour des pas en perte d'énergie de 10 MeV.

Les distributions observées, par exemple pour Kr + Au, ne sont pas complètement gaussiennes et, pour les grandes pertes d'énergie, il y a élargissement

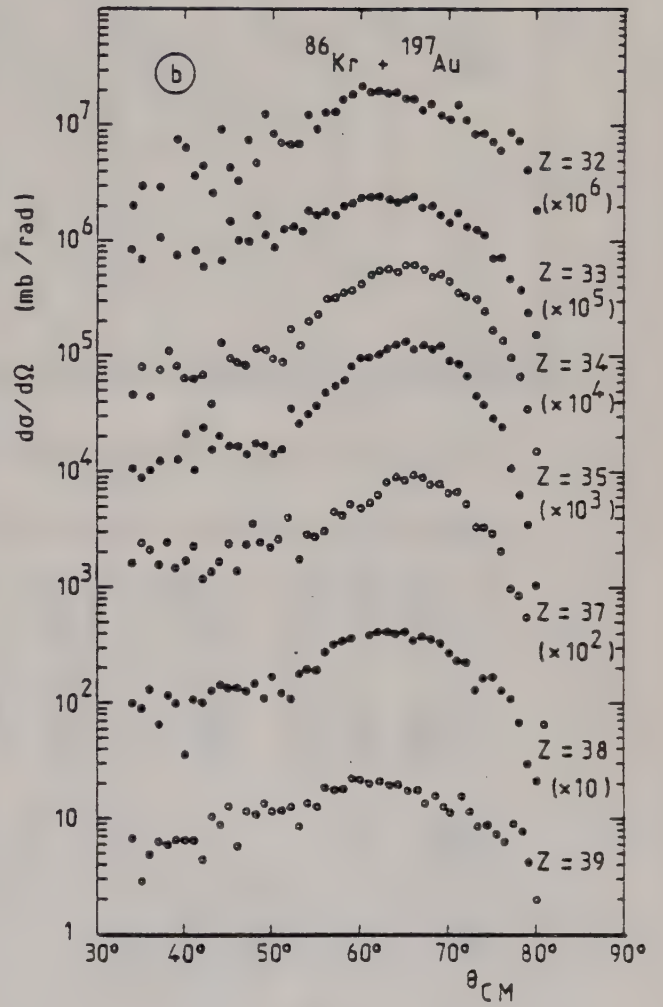
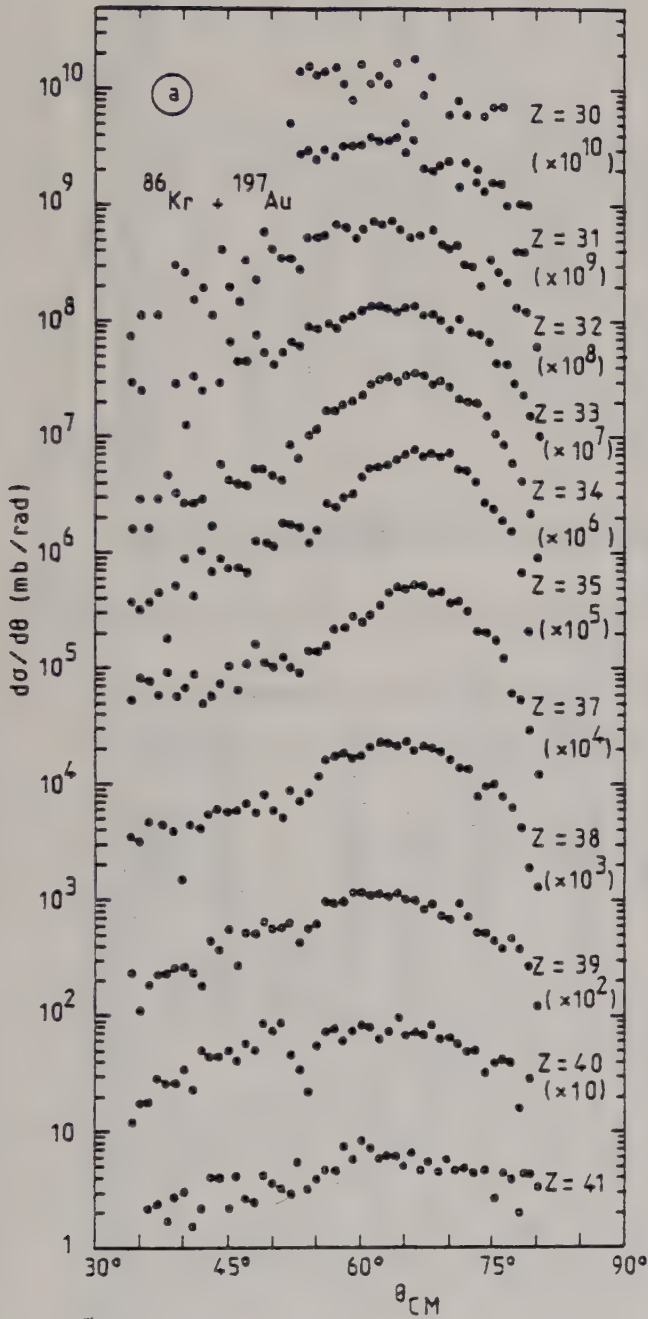


Fig. (III.14) - Distribution angulaire pour différentes charges. a) $d\sigma/d\theta = f(\theta_{cm})$; b) $d\sigma/d\Omega = f(\theta_{cm})$.

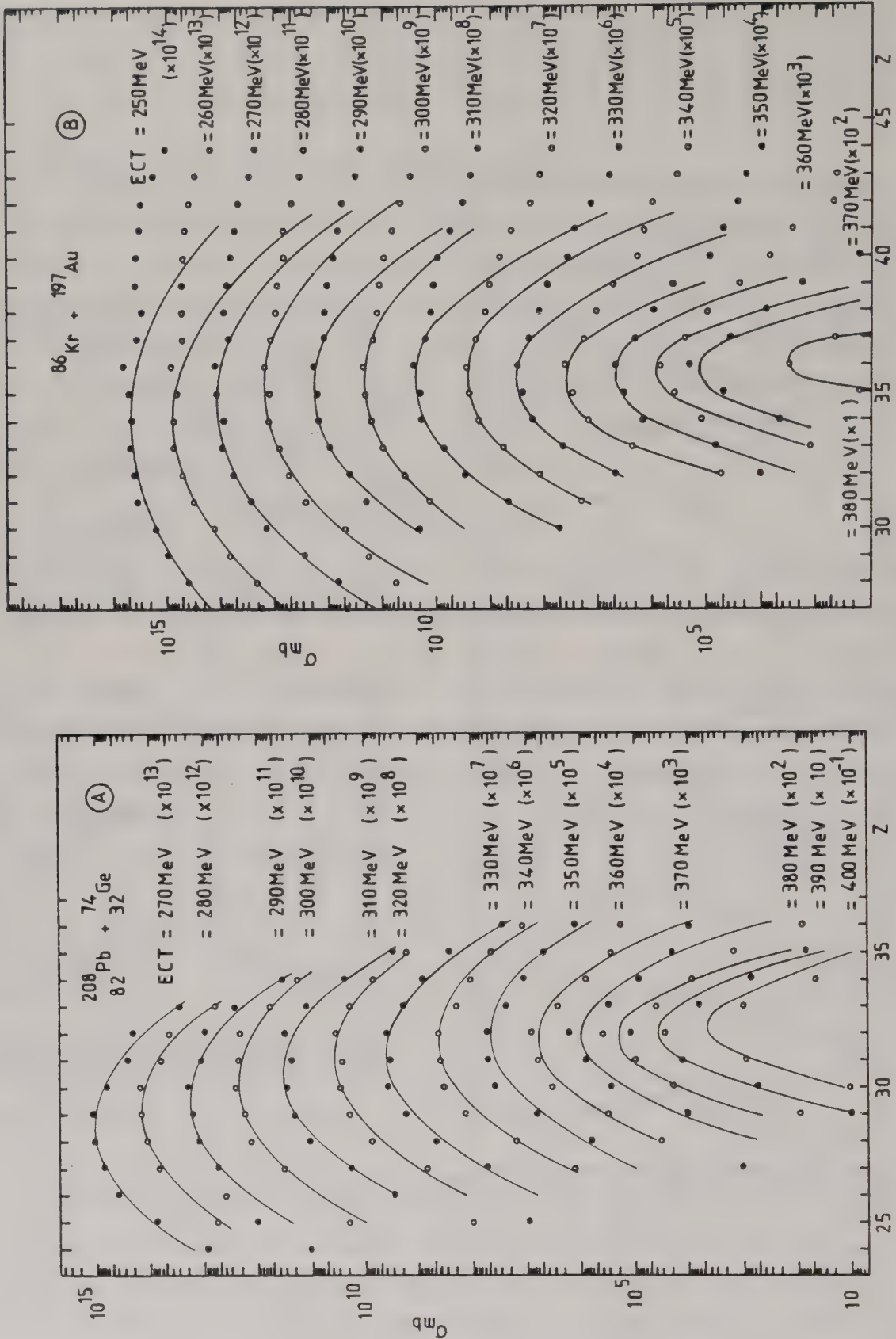


Fig. (III.15) - Distribution de charge pour différentes tranches en énergie cinétique. A) système Pb + Ge ; B) système Kr + Au.

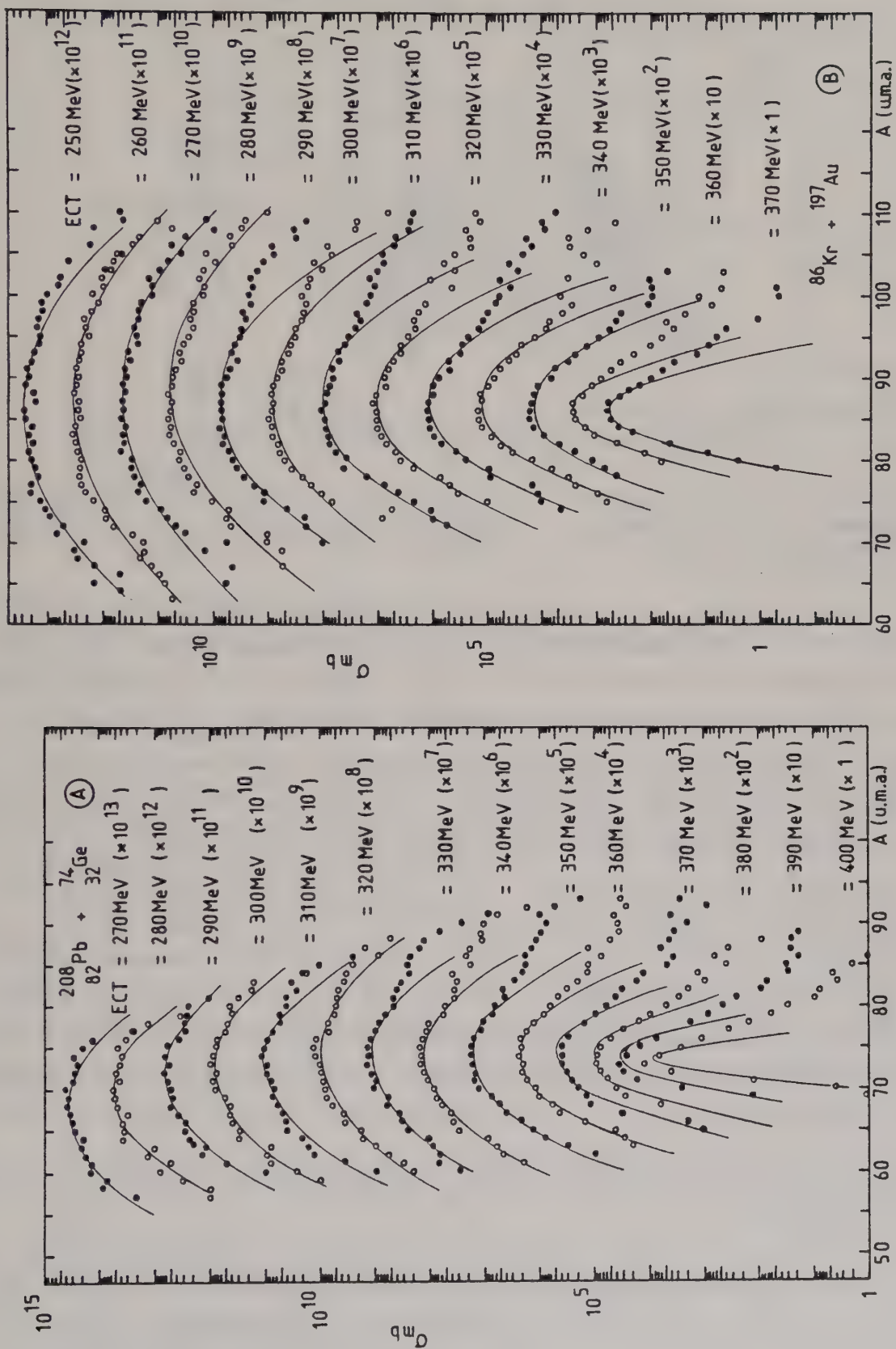


Fig.(III.16) - Distribution de masse pour différentes tranches en énergie cinétique. A) système Pb + Ge ; B) système Kr + Au.

des distributions. L'évolution des valeurs moyennes de A et Z en fonction de la perte d'énergie est portée sur les Figures (III.17) et (III.18).

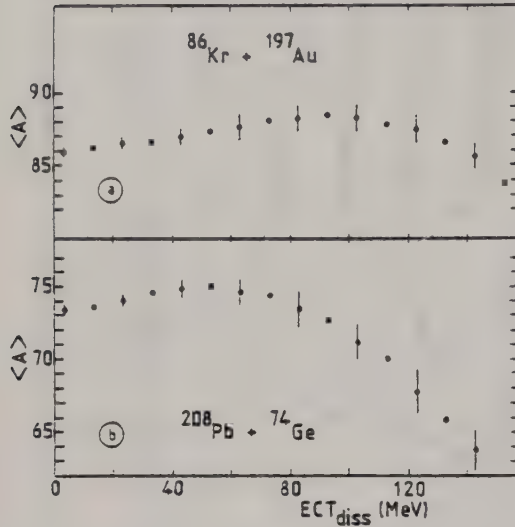


Fig.(III.17) - Evolution des masses moyennes en fonction de la perte d'énergie cinétique. a) Kr + Au ; b) Pb + Ge.

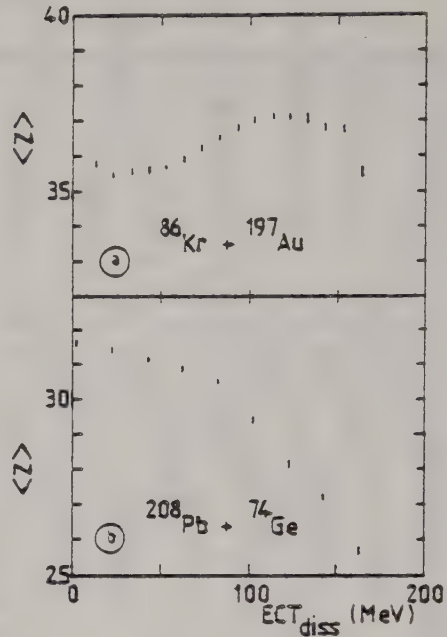


Fig.(III.18) - Evolution des charges moyennes en fonction de la perte d'énergie cinétique. a) Kr + Au ; b) Pb + Ge.

Un nouveau paramètre utile à l'analyse des données a été suggéré par Rudolf en 1979 [RUDO 79] pour l'étude détaillée du système Kr + Er à 8,18 MeV.A. Il a tracé sur les diagrammes bidimensionnels $\frac{d^2\sigma}{d\theta dZ} = f(Z)$ la valeur de l'énergie coulombienne E_{coul} obtenue pour deux sphères au contact (Figure (III.19)). Les énergies cinétiques inférieures à E_{coul} indiquent les déformations des fragments à la séparation (les courbes en tirets sont les énergies coulombiennes de deux sphéroïdes allongés ($\frac{b}{a} = 0.8, 0.6$ et 0.4) dont les surfaces sont distantes de 2 fm). Ces lignes sont approximativement parallèles à E_{coul} . D'autre part, pour ce système Kr + Er, la ligne $E_{\text{cm}} - Q_{\text{gg}}$ notée Q_{gg} est aussi parallèle à E_{coul} . Au vu de ces diagrammes, où les données semblent avoir un comportement lié à l'évolution de E_{coul} et de $E_{\text{cm}} - Q_{\text{gg}}$, Rudolf a sélectionné des tranches en énergie parallèles à E_{coul} et a ainsi obtenu de nouvelles distributions isotopiques dont la particularité est d'être bien représentées par des gaussiennes à toutes les pertes d'énergie.

Les deux justifications principales pour cette nouvelle sorte de sélection sont les suivantes :

a) si l'on considère l'énergie cinétique utilisable E_{ut} pendant la collision au-dessus de la surface d'énergie potentielle $E_{\text{ut}} = ECT - V_{\text{pot}}(Z, R, \frac{b}{a}, \ell \dots)$ comme étant une quantité valable pour décrire la dynamique du processus, alors, un paramètre encore meilleur pour sélectionner les événements est de considérer l'énergie cinétique de préscission

$$ECT_{diss}^* = (ECT(in) + V_{pot}(in)) - ECT(finale) - V_{pot}(finale)$$

ECT(in) étant l'énergie initiale dans le centre de masse ;

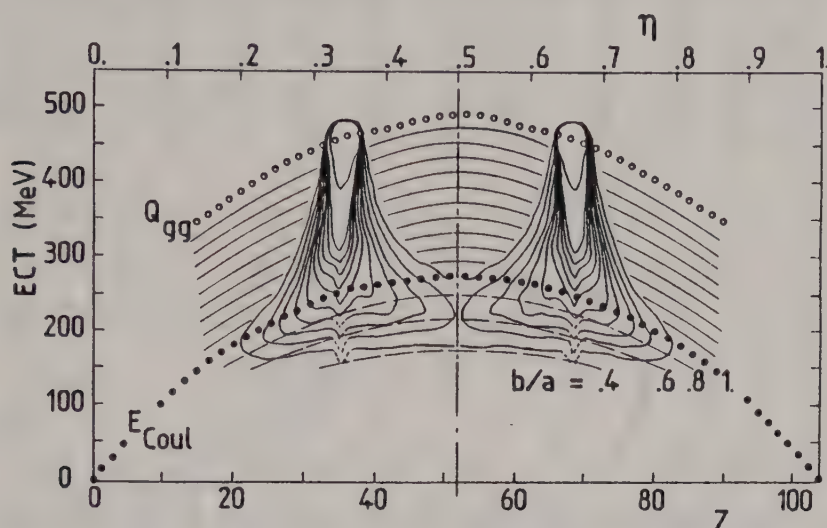


Fig. (III.19) - Diagrammes $\frac{d^2\sigma}{dE \theta} = f(Z)$ pour le système Kr + Er [RUDO 78].

b) vu le parallélisme obtenu entre les courbes $E_{cm} - Q_{gg}$ et E_{coul} des tranches en énergie similaires peuvent être obtenues si l'on définit :

$$ECT_{diss}^* = E_{cm} + Q_{gg} - ECT(finale)$$

Dans ce cas ECT_{diss}^* est une mesure de l'énergie d'excitation des fragments.
(la valeur du Q_{gg} est obtenue à l'aide d'une formule de goutte liquide en tenant compte des corrections de couche).

Si l'on utilise le paramètre ECT_{diss}^* pour l'étude des distributions en charge et en masse des systèmes Kr + Au et Pb + Ge, on obtient les courbes représentées sur les Figures (III.20) et (III.21). Ces distributions sont effectivement très bien représentées par des gaussiennes (trait plein) et aucun déplacement n'est observable dans la distribution en Z (valeur moyenne de $Z \sim 36$ pour toutes les tranches en énergie).

L'absence de déplacement de la valeur moyenne de Z alors qu'il y a un creux de potentiel peut être considérée comme une évidence que les collisions dissipatives se produisent, dans la phase initiale, à travers un nombre réduit de configurations dans l'espace des phases. Ce serait seulement dans un stade ultérieur, quand l'équilibre et la thermalisation ont progressé et que toutes les configurations possibles sont présentes dans l'espace des phases, que le déplacement des valeurs moyennes devrait se produire. Ce déplacement n'est cependant pas visible sur les courbes mêmes aux grandes pertes d'énergie.

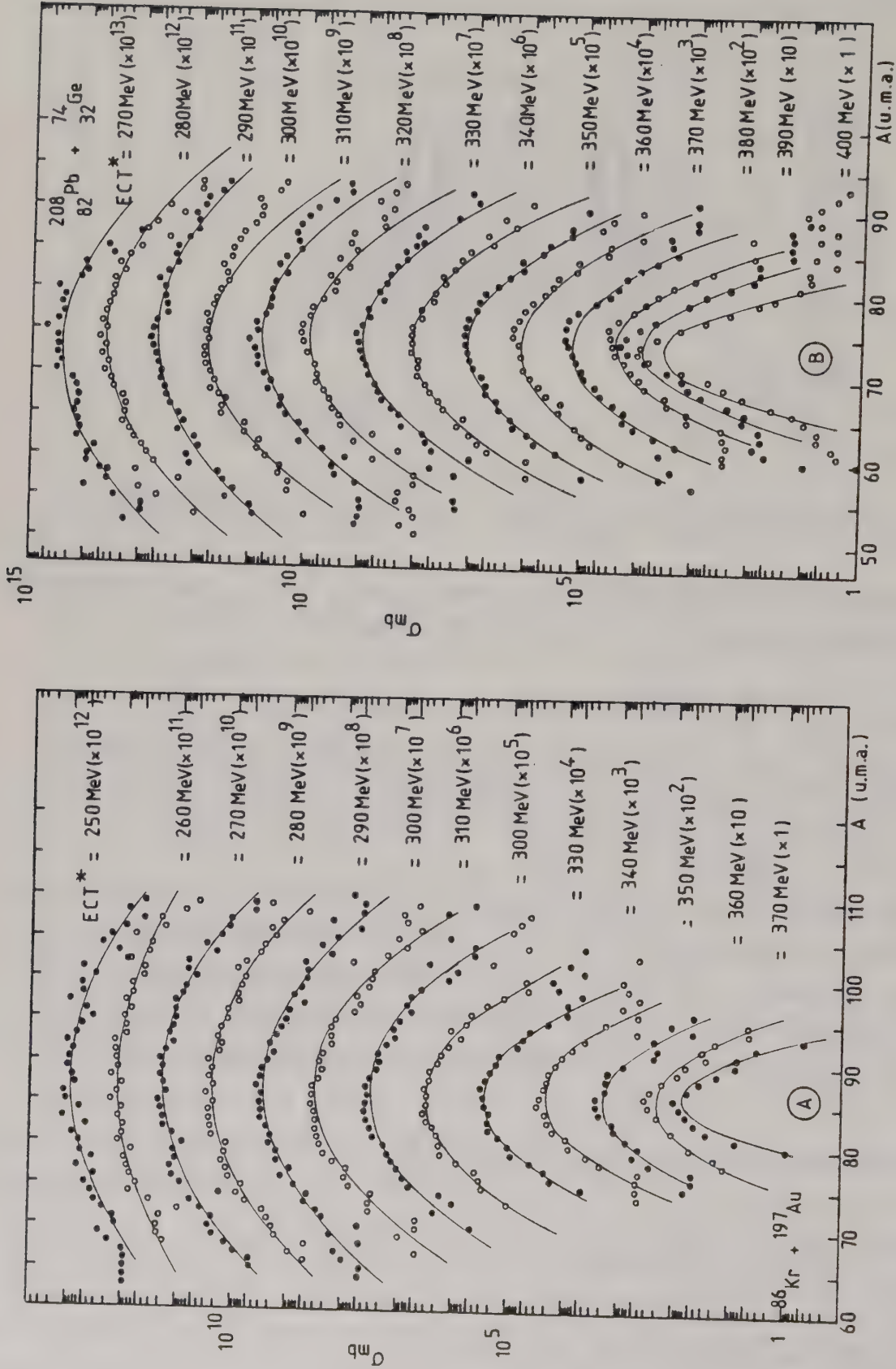


Fig. (III. 20) - Distribution de masse pour différentes tranches en énergie cinétique "utilisable" (voir texte).
a) $\text{Kr} + \text{Au}$; b) $\text{Pb} + \text{Ge}$.

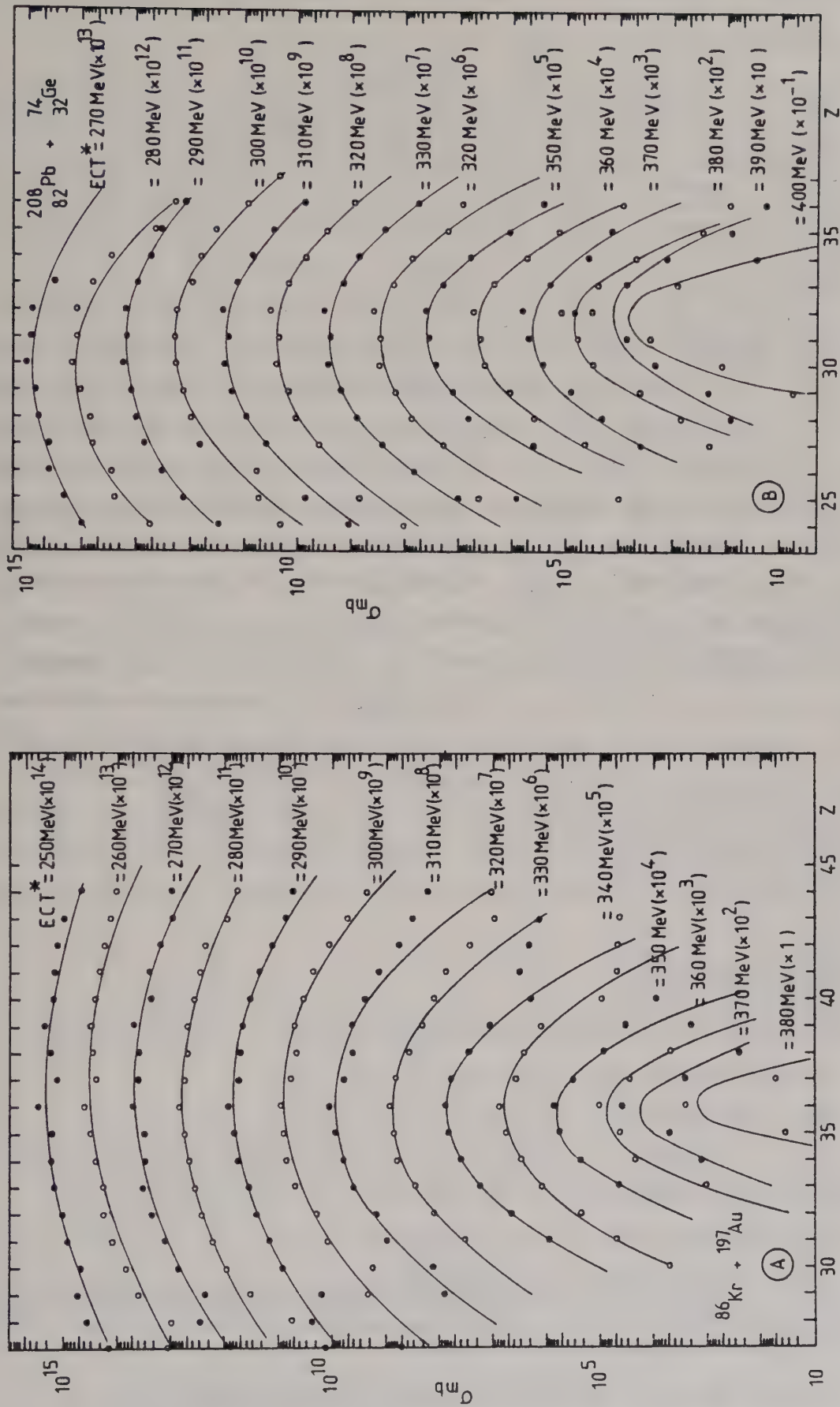


Fig. (III. 21) - Distribution de charge pour différentes tranches en énergie cinétique "utilisable" (voir texte).
a) Kr + Au ; b) Pb + Ge.

Equilibrage du mode d'isospin

a) Variances globales σ_A^2, σ_Z^2

Pendant la phase initiale, l'équilibrage du mode d'excès de neutrons accompagné par la dissipation d'une certaine quantité d'énergie est le processus dominant. On a pu montrer que l'équilibre du rapport masse-charge des fragments se produit très rapidement et que ce rapport atteint pour chaque fragment une valeur qui est une caractéristique du système composite [GATT 74]. Ce phénomène, connu sous le nom d'équilibrage de charge ou relaxation du degré de liberté d'excès de neutrons, a fait l'objet d'un certain nombre de publications dans les dernières années [ESSE 79, KRAT 77, CAUV 80]. Essel et al. [ESSE 79] ont mis en évidence un flux de nucléons riche en neutrons dans la réaction Pb + Pd près de la barrière coulombienne. Breuer et al. [BREU 79] ont mesuré la variation du rapport des variances σ_A^2/σ_Z^2 en fonction de la perte d'énergie pour les réactions Fe + Ho et Fe + Bi. Leurs résultats ont été interprétés à l'aide de la formulation de Beck [BECK 78] comme une évolution d'un échange anticorrélé vers un échange de plus en plus corrélé lorsque la relaxation en énergie augmente. D'autre part Wu et coll. [WU 80] ont trouvé pour la réaction Sm + Sm des valeurs du rapport σ_A^2/σ_Z^2 qui, si elles ne peuvent pas s'expliquer à l'aide de la précédente formulation, peuvent se comprendre à l'aide des surfaces d'énergie potentielle du complexe intermédiaire. Un grand effort a d'ailleurs été fait récemment dans l'étude des surfaces d'énergie potentielle [GOBB 81]. Une telle explication a été aussi proposée pour les résultats de Breuer [BREU 79]. Il est donc important d'obtenir les variances σ_A^2 et σ_Z^2 ainsi que les variations des coefficients de corrélation $\rho(A, Z)$ et $\rho(N, Z)$ des distributions de charge et de masse des systèmes étudiés ici en fonction de la perte d'énergie.

b) Coefficient de corrélation

Les coefficients de corrélation sont définis par :

$$\rho(A, Z ; E) = (\langle A Z \rangle_E - \langle A \rangle_E \langle Z \rangle_E) / \sigma(A ; E) \sigma(Z ; E)$$

$$\rho(N, Z ; E) = (\langle N Z \rangle_E - \langle N \rangle_E \langle Z \rangle_E) / \sigma(N ; E) \sigma(Z ; E).$$

Le coefficient de corrélation $\rho(N, Z ; E)$ est relié aux variances par :

$$\sigma^2(A ; E) = \sigma^2(N ; E) + \sigma^2(Z ; E) + 2 \rho(N, Z ; E) \sigma(N ; E) \sigma(Z ; E).$$

Si l'on fait l'hypothèse que les neutrons et les protons se déplacent indépendamment les uns des autres et ont la même probabilité de transition on a [BECK 78]

$$\rho(N, Z ; E) = 0 \text{ et } \sigma^2(A ; E) = (1 + N_c/Z_c) \sigma^2(Z ; E) \approx \left(\frac{A_c}{Z_c}\right) \sigma^2(Z ; E)$$

N_c, Z_c, A_c étant le nombre de neutrons, de protons et la masse du noyau composite

Pour un échange complètement corrélé, au contraire,

$$\rho(N,Z ; E) = 1 \text{ et } \sigma^2(A ; E) = (1 + \frac{dN}{dZ})^2 \sigma^2(Z ; E)$$

où $\frac{dN}{dZ}$ représente la pente de la vallée d'énergie potentielle [KRAT 77] dans le plan NZ. Le rendement dépend donc du gradient de la surface d'énergie potentielle. Sur les Figures (III.22) à (III.25) sont tracées les variances σ_A^2 et σ_Z^2 en fonction de la perte d'énergie pour les trois systèmes Pb + Ge, Pb + Fe et Kr + Au et en fonction de l'énergie d'excitation pour le système Xe + Au. L'évolution est cependant la même dans les quatre cas. Pour les faibles relaxations en énergie, les variances en masse ont très rapidement une valeur importante alors que σ_Z^2 reste étonnamment faible. Le rapport σ_A^2/σ_Z^2 est donc plutôt grand pour des pertes d'énergies allant jusqu'à 20 MeV pour Kr + Au, 30 MeV pour Pb + Ge et plus de 50 MeV pour Xe + Au (Figures (III.22b) à (III.25b)). Lorsque les pertes d'énergie augmentent, ce rapport décroît et atteint une valeur de $\left[\frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}\right]^2$ pour Kr et Xe sur Au alors que pour les systèmes Pb + Ge et Pb + Fe la valeur de saturation est plus élevée que $\left[\frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}\right]^2$. Nous sommes, une fois de plus, gênés par le problème de coupure cinématique au-delà d'une perte d'énergie de 70 MeV, pour Pb + Ge et Pb + Fe. Si l'on tient compte de cette coupure la valeur de saturation tend aussi vers $\left[\frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}\right]^2$.

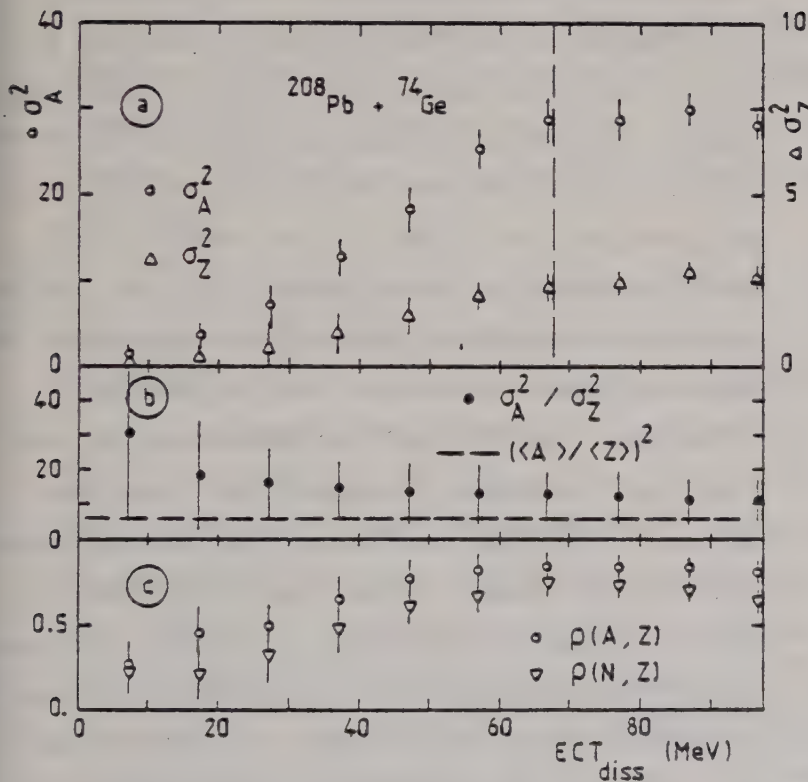


Fig.(III.22) - a) Evolution des variances en charge et masse en fonction des pertes d'énergie. b) Variation des σ_A^2/σ_Z^2 en fonction de la perte d'énergie cinétique. c) Evolution des coefficients de corrélation $\rho(A,Z)$ et $\rho(N,Z)$ en fonction de la perte d'énergie cinétique.

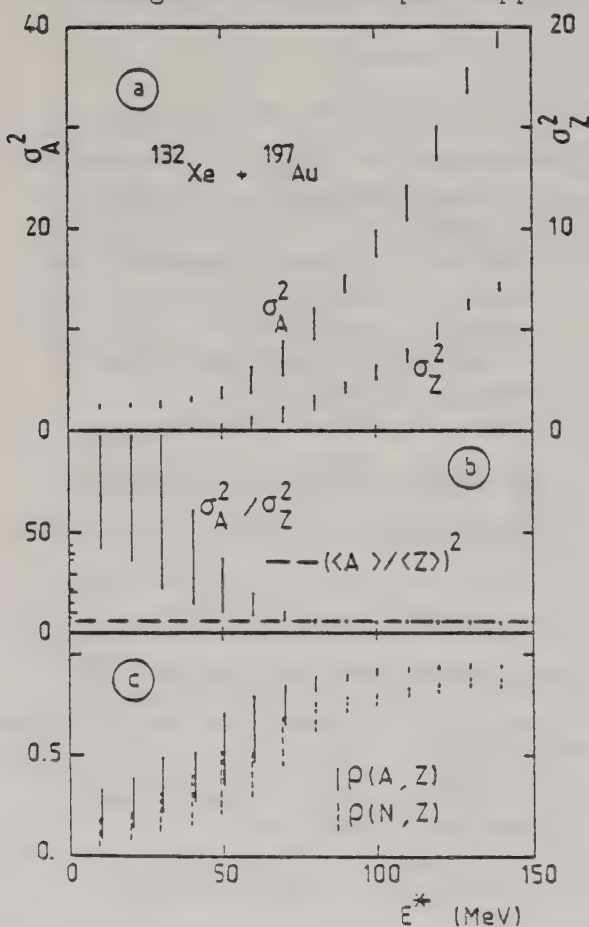
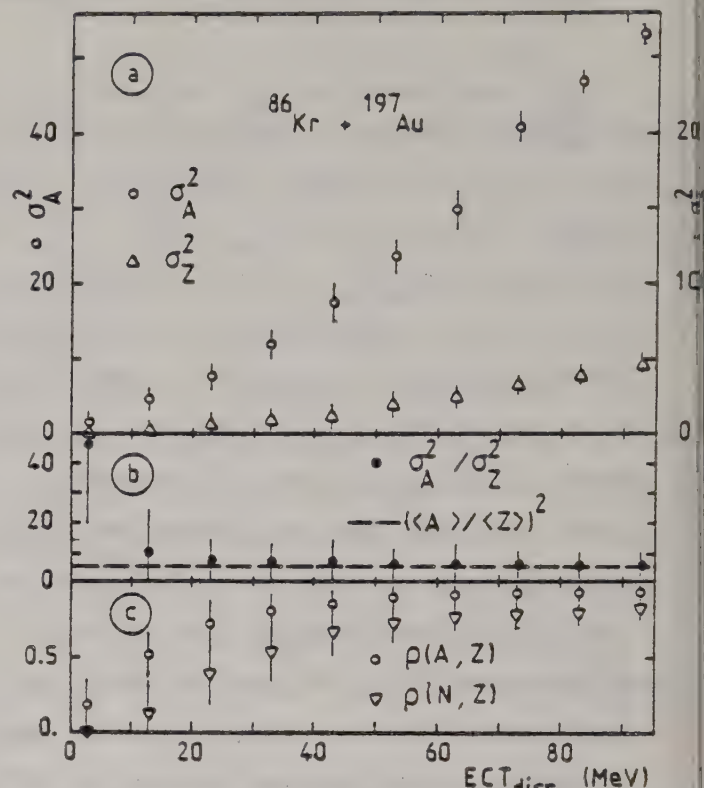
Le rapport $\frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}$ est à peu près constant pour toutes les pertes d'énergie et ceci dès les plus faibles dissipations d'énergie mesurées. Les valeurs de $\left[\frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}\right]^2$ ont été indiquées sur les Figures (III.22b) à (III.25b) par les lignes en pointillés.

La valeur constante atteinte par σ_A^2/σ_Z^2 est presque la valeur de $\left[\frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}\right]^2$, ce qui d'après Beck et al.[BECK 78] est représentatif d'un échange complètement corrélé de neutrons et de protons, si l'on suppose qu'ils ont la même probabilité de transition. Effectivement, les coefficients de corrélation $\rho(N,Z)$ évoluent depuis une

valeur nulle pour les faibles pertes d'énergie à une valeur qui tend vers 1 pour les grandes pertes d'énergie indiquant ainsi une très forte corrélation entre neutrons et protons (Figures (III.22c) à (III.25c)) ; l'hypothèse d'une égale probabilité de transition pour les neutrons et les protons est donc apparemment vérifiée pour une perte d'énergie qui correspond à une saturation de σ_A^2/σ_Z^2 .

Fig. (III.23) - Mêmes légendes que pour la Fig. (III.22) pour le système Kr + Au.

Pour les faibles dissipations d'énergie, au contraire, cette hypothèse d'égale probabilité de transition pour neutrons et protons qui conduirait à $\sigma_A^2/\sigma_Z^2 \sim \frac{\langle A \rangle}{\langle Z \rangle}$ n'est pas vérifiée. Les grands rapports de σ_A^2/σ_Z^2 obtenus dans les différentes expériences mettent en évidence une forte préférence d'échange de neutrons par rapport à l'échange de protons. Si ce sont presque exclusivement des neutrons qui sont échangés le



coefficient de corrélation entre neutrons et protons est, bien sur, très faible. Comme nous l'avons déjà dit, le flux de nucléons riche en neutrons a été observé pour la première fois par Essel et coll. [ESSE 79] et Rehm et coll. [REHM 81] dans la réaction Xe + Pb. Les résultats concernant Xe + Au ainsi que ceux de Breuer et Rehm ont permis à Kratz et coll. [KRAT 80] d'indiquer que l'échange préférentiel de neutrons est fortement dépendant de trois paramètres : l'énergie incidente, la perte d'énergie et probablement le système considéré. Ce dernier paramètre ainsi que l'énergie incidente ont une influence sur les premiers stades de l'interaction, c'est-à-dire la phase d'équilibre, tant que le système n'a pas perdu le souvenir de son identité. En dépit du faible

Fig. (III.24) - Evolution en fonction de l'énergie d'excitation : a) des variances en masse et charge ; b) de σ_A^2/σ_Z^2 ; c) des coefficients de corrélation $\rho(A,Z)$ et $\rho(N,Z)$.

recouvrement des noyaux interagissants à faible énergie incidente, la phase d'équilibrage peut durer relativement longtemps, de l'ordre de 10^{-21} s.

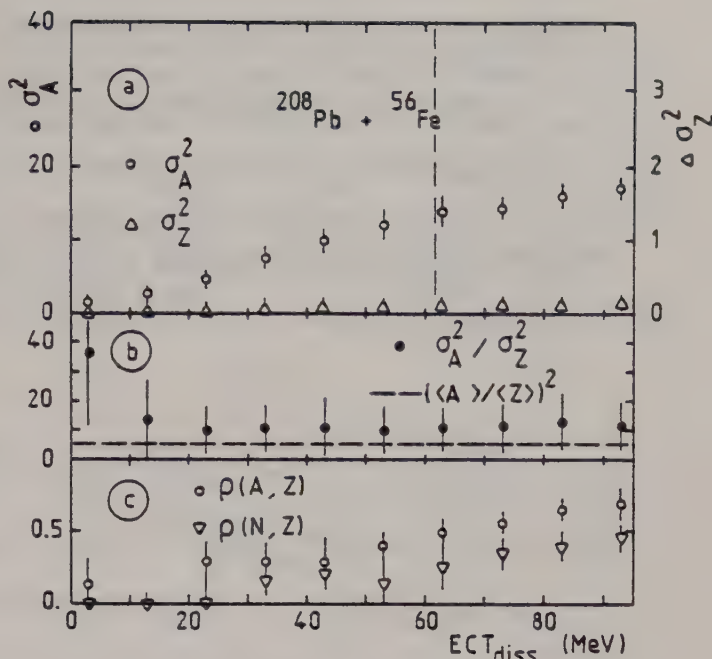
Fig. (III.25) - Mêmes légendes que pour la Fig. (III.22) pour le système Pb + Fe.

Pour des temps plus longs, c'est-à-dire pour des pertes d'énergie plus grandes, tous les systèmes ont le même comportement et les nucléons sont échangés d'une manière corrélée indiquant ainsi que l'équilibre de charge

est réalisé. Ce dernier stade sera atteint beaucoup plus tôt pour des grandes énergies incidentes. Par exemple à 8,3 MeV.A pour les données de Fe + Bi évaluées par Breuer et coll. [BREU 79] l'accord du rapport σ_A^2 / σ_Z^2 avec les prédictions de l'énergie potentielle pour un échange de nucléons complètement corrélé est observé dès que la perte d'énergie atteint 20 MeV.

Pour les expériences étudiées ici, la dépendance de l'énergie incidente est beaucoup moins claire ; cependant pour les expériences utilisant le plomb, le temps pour atteindre le bas de la vallée pour les distributions en NZ peut être localement influencé par la présence de couches fermées au voisinage du point d'injection.

Initialement, donc, aux faibles énergies d'excitation, les neutrons sont échangés préférentiellement tandis que la force de Coulomb empêche l'échange de protons et il n'y a presque pas de corrélations entre neutrons et protons. Récemment Brosa et Gross [BROS 80] ont comparé les données de Pb + Pd à 1180 MeV (1,1 B) [REHM 81], les données de Xe + Au et celles de Fe + Bi (1,6 B) [BREU 79] avec les prédictions d'un modèle où l'empêchement du transfert dû à la barrière coulombienne est une fonction de la distance d'approche minimum. Ces calculs ont été faits en utilisant différents modèles de friction. En utilisant le "modèle de friction dure" de Gross et Kalinowski [GROS 78] ils ont prédit la pénétration des protons, c'est-à-dire la distance d'approche minimum et la perte d'énergie associée pour lesquelles les échanges préférentiels de neutrons par rapport aux protons disparaissent dans le même domaine de pertes d'énergie que celui donné par ces différentes expériences (en particulier ce modèle reproduit bien la diminution des échanges préférentiels de neutrons dès les très basses pertes d'énergie (20 MeV) pour le système Fe + Bi étudié à haute énergie incidente).



c) Modèle de Brosa et Gross [BROS 80]

Le potentiel protonique du système composite s'écrit :

$$U_p(d,r) = V_{p,1}(r) + V_{p,2}(d-r) \quad (1)$$

$V_{p,1}$ et $V_{p,2}$ étant les potentiels correspondants pour les deux noyaux avec :

$$V_{p,i}(r) = V_{p,i}^0 \{1 + \exp [(r-R_i)/a]\}^{-1} + V_{\text{coul},i}(r) \quad (2)$$

$$V_{\text{coul},i}(r) = \begin{cases} e^2 Z_i / r & \text{pour } r_i \geq R_{c_i} \\ e^2 Z_i [3/(2R_{c_i}) - r^2/(2R_{c_i}^3)] & \text{pour } r_i < R_{c_i} \end{cases} \quad (3)$$

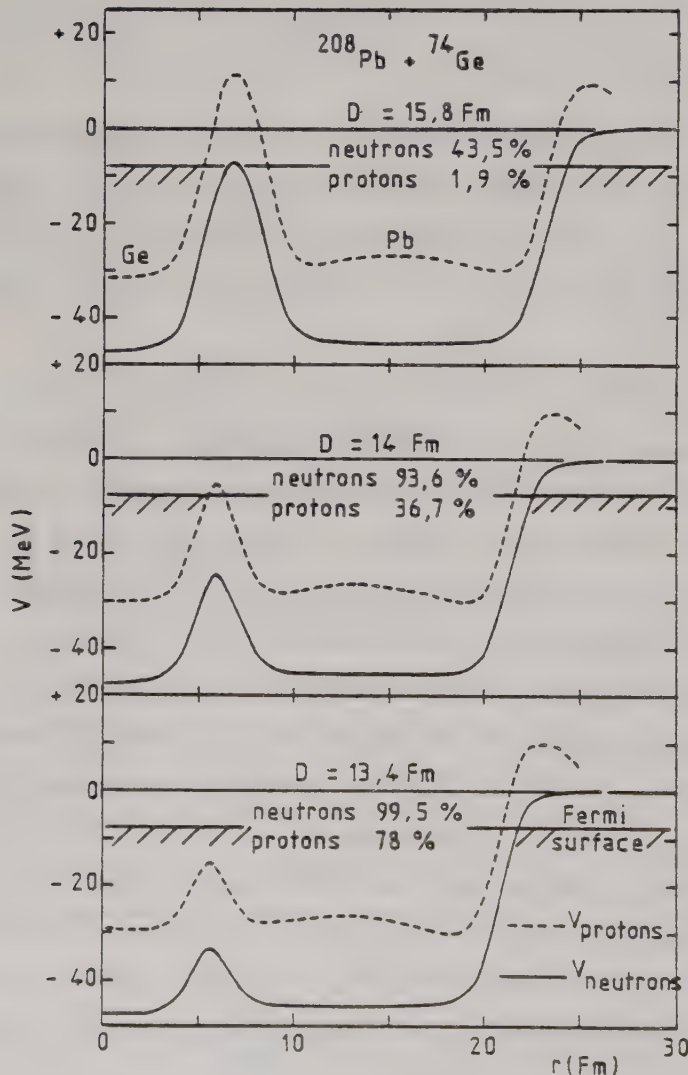
où d est la distance entre les deux noyaux.

Le potentiel neutronique est donné par :

$$U_N(d,r) = V_{N,1}(r) + V_{N,2}(d-r) \quad (4)$$

$V_{N,1}$ et $V_{N,2}$ étant les potentiels correspondants pour les deux noyaux avec :

$$V_{N,i}(r) = V_{N,i}^0 \{1 + \exp [(r-R_i)/a]\}^{-1}. \quad (5)$$



Si l'on utilise les potentiels nucléaires issus des données de diffusion nucléon-noyau de Bohr et Motelson [BOHR 75] on a pour les coefficients entrant dans les équations (1) à (5) :

$$V^0 = -50 \pm 22,5 \frac{N-Z}{A} \text{ (MeV)}$$

(+ pour les neutrons, - pour les protons)

$$R_i = 1,25 A^{1/3} \text{ fm} ; a = 0,65 \text{ fm}$$

$$R_{c_i} = 1,2 A^{1/3} \text{ (fm)}.$$

Dans ces conditions, nous avons tracé les potentiels neutronique et protonique dans la région entre les deux noyaux pour le système Pb + Ge (Figure (III.26)).

Fig. (III.26) - Potentiels protonique et neutronique calculés à l'aide du modèle de Brosa [BROS 80] pour différentes distances inter-nucléaires et appliqués au systèmes Pb + Ge. Les chiffres indiquent les probabilités de transfert de neutrons et de protons pour les distances D considérées.

Si la distance internucléaire diminue, la barrière du potentiel neutronique $U_N(d,r)$ est la première à se retrouver au dessous de la surface de Fermi. A la distance d_n où cela se produit, les neutrons peuvent s'échanger librement alors que les protons en sont encore empêchés par une barrière considérable. Pour les protons, l'échange ne sera possible qu'à une distance beaucoup plus proche d_p . Donc, pour les grands paramètres d'impact où la distance d'approche minimum D_{min} est entre d_n et d_p , nous prévoyons une grande valeur pour les rapports σ_N^2/σ_Z^2 ou σ_A^2/σ_Z^2 aux faibles pertes d'énergie.

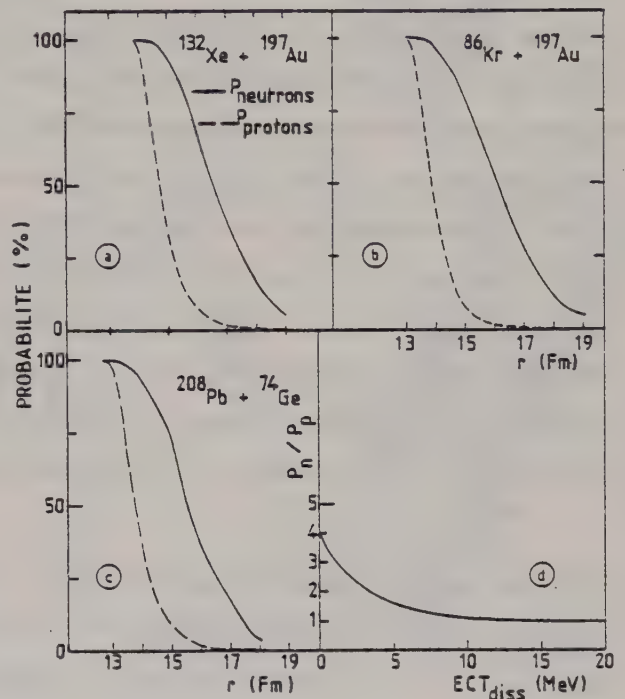
Les probabilités de transmission pour les systèmes Pb + Ge, Xe + Au et Kr + Au sont portées sur la Figure (III.27).

Fig. (III.27) - Probabilités de transmission neutronique et protonique pour les systèmes : a) Xe + Au, b) Pb + Ge, c) Kr + Au (modèle de Brosa [BROS 80] ; d) rapport des probabilités de transmission neutron-proton calculé pour le système Pb + Ge en fonction de la perte d'énergie.

Nous voyons que pour $d=15,6$ fm où la probabilité de transfert de neutrons P_n est de 50 %, la probabilité équivalente des protons P_p est seulement de 2.8 % (cas Pb + Ge).

Nous reparlerons plus tard du modèle dynamique mis au point par C. Grégoire [GREG 81] qui tient compte des frictions tangentielle et radiale ainsi que de la déformation. Disons simplement ici qu'avec ce modèle, on peut obtenir la distance d'approche minimale en fonction de la perte d'énergie. En utilisant ce résultat on obtient la relation entre le rapport des probabilités P_n/P_p en fonction de la perte d'énergie.

Les résultats sont tracés sur la Figure (III.27)d pour le système Pb + Ge. Nous retrouvons bien le même comportement que celui donnant σ_A^2/σ_Z^2 en fonction de la perte d'énergie. Observons cependant que l'accord est uniquement qualitatif car la valeur de saturation est atteinte pour des pertes d'énergie beaucoup trop faibles, le potentiel utilisé par Brosa n'étant pas parfaitement adapté à ces réactions.



d) Etude des surfaces d'énergie potentielle

Durant les deux ou trois dernières années, de nombreux auteurs [GOBB 80, HILD 81, GRIF 81, BUSC 81] ont essayé d'expliquer l'équilibrage du mode d'excès de neutrons à l'aide des surfaces d'énergie potentielle des systèmes mis en jeu. Le choix du système et de l'énergie de bombardement définit un point d'injection sur la surface d'énergie potentielle. Au cours de la réaction l'énergie est dissipée, il y a transfert de moment angulaire et variation de la masse. Ceci détermine comment, partant du point d'injection, le système évolue dynamiquement sur la surface d'énergie potentielle. Des potentiels réalistes, prenant en considération toutes les forces qui influencent le mouvement relatif des noyaux interagissants, sont donc de première importance pour la compréhension des collisions dissipatives. En accord avec Swiatecki [SWIA 72] nous pouvons distinguer différentes catégories de forces. Parmi les forces dites conservatives les forces de répulsion coulombienne et les forces attractives nucléaires influencent les distributions angulaires observées et déterminent en partie les temps d'interaction mis en jeu. Les forces dissipatives sont responsables de la perte d'énergie cinétique radiale et tangentielle. Le transfert du moment angulaire conduit à un abaissement du potentiel. Comme la formation d'un col entre les deux fragments abaisse aussi le potentiel, plus d'énergie cinétique radiale pourra être dissipée.

La redistribution des protons et des neutrons dans les noyaux interagissants conduisant à l'équilibre de charge ou au changement dans l'asymétrie de masse, peut être imputée à un troisième type de forces dites forces de réarrangement et liées à la structure interne des noyaux.

En moyenne, partant du point d'injection, le système suit la ligne de plus grande pente vers le fond de la vallée de potentiel puis commence à se déplacer le long de la vallée. Si l'on fait des coupes dans la surface d'énergie potentielle, à A, N et Z constants respectivement on obtient les différentes courbes portées sur la Figure (III.28). Ces coupes pourront permettre de comprendre qualitativement les grandeurs relatives des variances des distributions isobariques, isotoniques et isotopiques mesurées en fonction de la perte d'énergie. Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin. Les centroïdes des distributions expérimentales, mesurés pour des pas en énergie de 10 MeV, sont portés sur la Figure (III.29)a et b pour les réactions Pb + Ge et Kr + Au. Les surfaces d'énergie potentielle de deux fragments sphériques au contact sont évaluées pour une onde partielle prise au niveau de l'angle d'effleurement ($\ell = 280$ pour Pb + Ge et 240 pour Kr + Au). Le potentiel est calculé [FREI 79] comme la somme des énergies de liaison de la goutte liquide en tenant compte des effets de couches

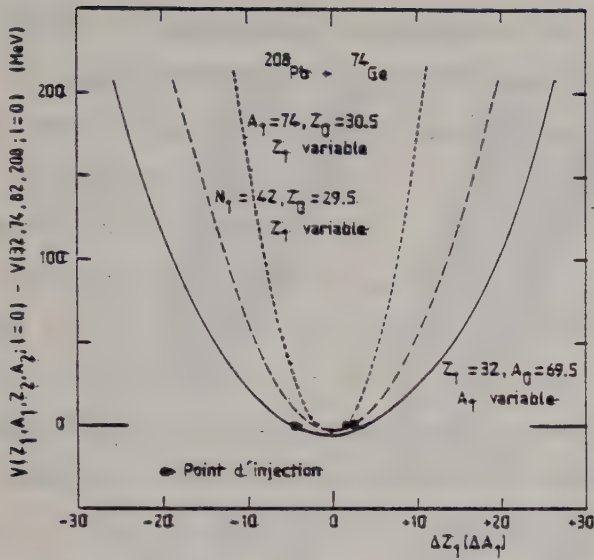


Fig. (III.28) - Coupes dans une surface d'énergie potentielle à A , N et Z constants. A et Z étant la masse ou la charge correspondant au minimum d'énergie potentielle.

(mais non des corrections de pairing) et des potentiels coulombien et nucléaire pour une collision centrale. Les rayons d'interaction utilisés sont donnés par $R = 1.225 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2$ soit 14,4 fm pour Pb + Ge et 14,35 pour Kr + Au.

Comme prévu les centroïdes des distributions en masse et charge suivent au départ la ligne de plus grande pente vers le fond de la vallée. La perte d'énergie nécessaire pour atteindre

le fond de la vallée est plus grande pour le système Pb + Ge, car l'énergie disponible au-dessus de la barrière et l'asymétrie de charge de la voie d'entrée sont plus grandes pour ce système. La pente de la surface du point d'injection est très faible pour le système Kr + Au et le système garde à peu près le rapport $\frac{A}{Z}$ de la voie d'entrée. Cette surface d'énergie potentielle très plate permet un grand champ d'exploration pour ce système et l'on s'attend à observer de grandes variances σ_A^2 et σ_Z^2 . Lorsque les pertes d'énergie augmentent, l'évolution des distributions en masse et charge semble en contradiction avec ce que l'on attend au vu des courbes d'énergie potentielle. En effet au-delà de 70 MeV de perte d'énergie pour Pb + Ge et 40 MeV pour Kr + Au les centroïdes des distributions "remontent" la vallée de stabilité. Deux explications à ce phénomène peuvent être données.

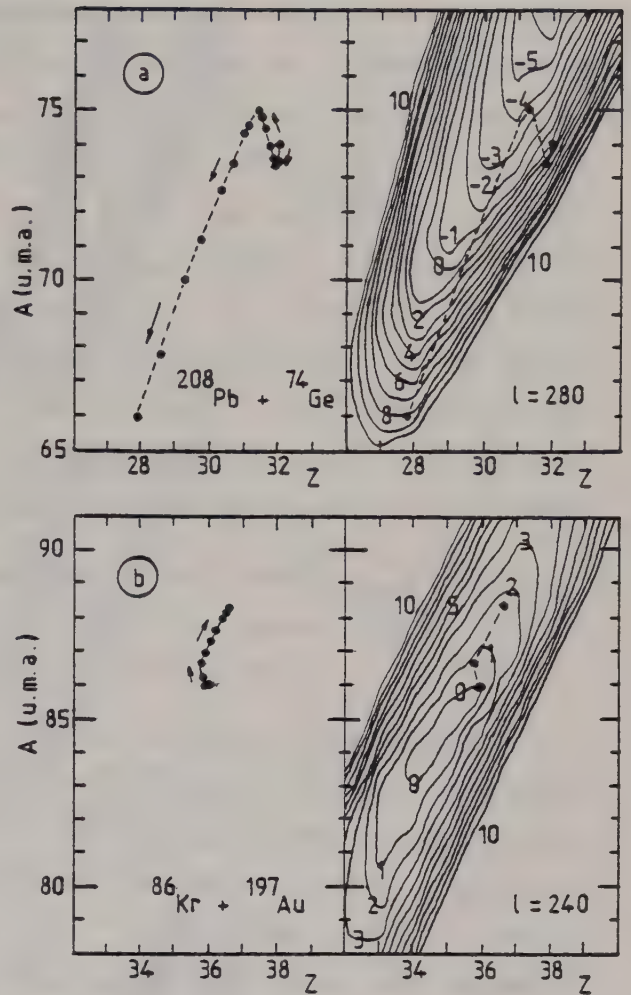


Fig. (III.29) - Evolution des centroïdes des distributions masse-charge en fonction de la perte d'énergie (pas en énergie de 10 MeV) et courbes d'énergie potentielle correspondantes. a) Pb + Ge ; b) Kr + Au.

D'abord les surfaces d'énergie potentielle ont été calculées en utilisant des valeurs fixes du moment angulaire et de la distance internoyaux R correspondant à une trajectoire coulombienne. En réalité, quand l'amortissement en énergie augmente, le moment angulaire et la distance R décroissent. D'autre part, pour les grandes énergies d'excitation les effets de couche vont disparaître. Si l'on utilise les prédictions de Schürmann [SCHÜ 78] ceux-ci auront complètement disparus pour E^* par nucléon $\rightarrow 0,25$ MeV/N soit environ 70 MeV d'énergie d'excitation pour les systèmes considérés. Il faut aussi rappeler que, en ce qui concerne Pb + Ge, seuls les résultats concernant les pertes d'énergie inférieures à 70 MeV ne sont pas affectés par les coupures cinématiques étudiées précédemment. Sur les Figures (III.30.1 à 3), les surfaces d'énergie potentielle calculées pour Kr + Au, Pb + Ge et Xe + Au montrent le comportement très différent que l'on obtient si l'on trace ces surfaces pour :

- a) $l=l_{\max}$ avec effets de couche
- b) $l=l_{\max}$ sans effets de couche
- c) $l=0$ sans effets de couche

L'importance des effets de couche a été clairement mis en évidence par Hildenbrand et coll. [HILD 81] dans l'étude de la collision à 1,3 fois la barrière entre des isotopes de Sm identiques ($^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ et $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$). Cette étude a permis de comparer les distributions de charge et de masse dans le cas de noyaux sphériques (^{144}Sm) et déformés (^{154}Sm). Sur tout le domaine de perte d'énergie les variances des distributions de masse mesurées sont semblables pour les deux réactions alors que les variances des distributions de charge sont considérablement plus grandes aux faibles pertes d'énergie pour le système $^{144}\text{Sm} + ^{144}\text{Sm}$. Les centroïdes des distributions sont alors comparés aux surfaces d'énergie potentielle tenant compte des corrections de couches. Pour les faibles pertes d'énergie, il a été observé que les centroïdes des distributions prennent une orientation telle que le transfert de protons est énergétiquement favorisé. Ceci est clairement un effet dû au réarrangement des couches dans les noyaux en collision.

Des mesures sur le système Pb + Pb [TANA 80] ont aussi montré des distributions isotopiques anormalement étroites en fonction de la perte d'énergie. Par contre dans le système W + Th [RUDO 81, RUDO 82] (même nombre de neutrons et de protons que dans Pb + Pb) le déplacement attendu vers la configuration Pb + Pb n'a pas été observé.

L'identité de la cible et celle du projectile semblent comme pour Kr + Er être préservées sur tout le domaine où les énergies disponibles sont supérieures à l'énergie coulombienne ; cependant pour les événements complètement relaxés les grandes énergies d'excitation des fragments devraient fortement réduire les effets de couc.

Les effets de couches semblent donc jouer un très grand rôle en particulier sur la dissipation en énergie.

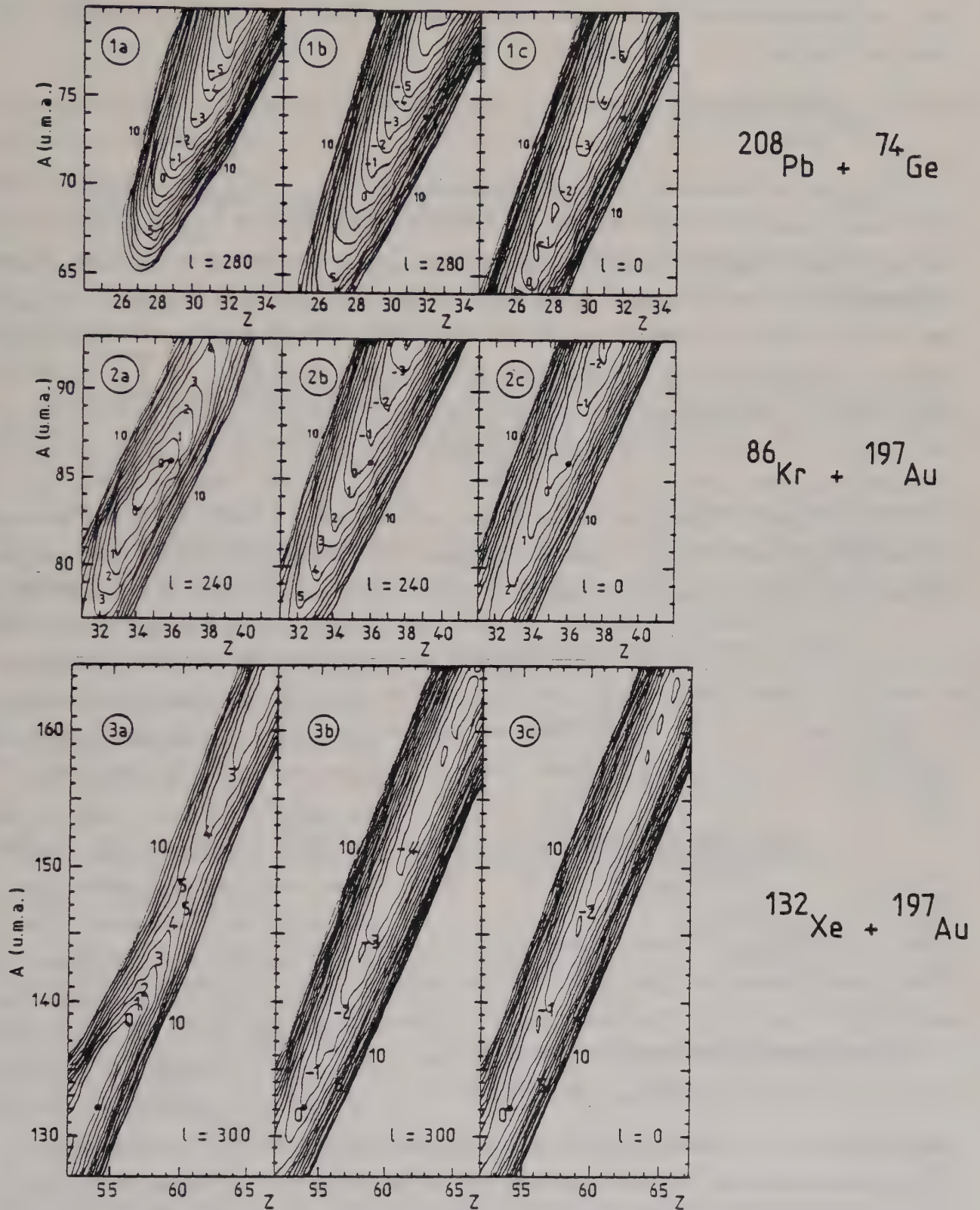


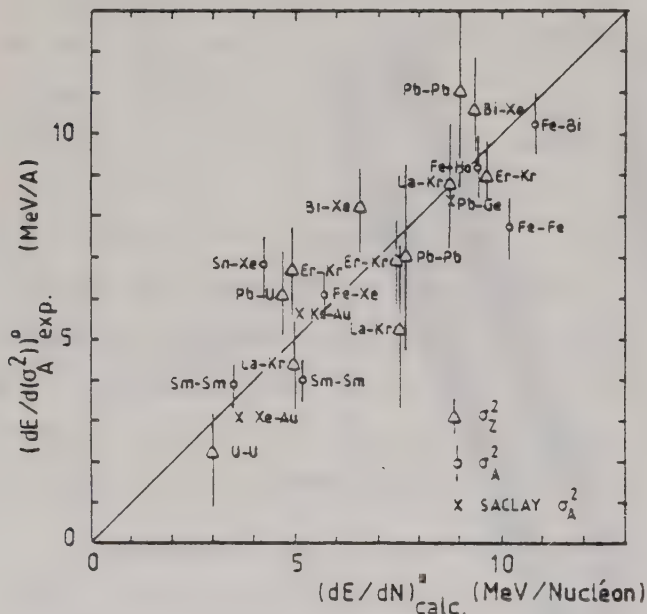
Fig. (III.30) - Evolution des surfaces d'énergie potentielle en fonction du moment angulaire et des effets de couches. 1) Pb + Ge ; a) $l=280$ (effets de couches), b) $l=280$ (sans effets de couches), c) $l=0$ (sans effets de couches). 2) Kr + Au : a) $l=240$ (effet de couches), b) $l=240$ (sans effets de couches), c) $l=0$ (sans effets de couches) ; 3) Xe + Au : a) $l=300$ (effets de couches) b) $l=300$ (sans effets de couches), c) $l=0$ (sans effets de couches).

e) Dissipation en énergie

Il existe plusieurs modèles pour calculer la dissipation moyenne d'énergie par nucléon transféré. La formule classique de Blocki [BLOC 78] appliquée par Beck et Schröder

$$\left[- \frac{dE}{dN_{ech}} = \left(\frac{m}{\mu} \right) E \right]$$

(où N_{ech} est le nombre de nucléons échangés, $(E = E_{cm} - V_{coul} - ECT)$ est l'énergie cinétique disponible au-dessus de la barrière coulombienne V_{coul} , m est la masse du nucléon et μ la masse réduite du système), sous-estime la vitesse de la perte d'énergie. La prise en compte explicite du "Principe d'exclusion de Pauli", introduit par Randrup [RAND 79], améliore les résultats (introduction d'un paramètre α contenant l'information sur le processus d'échange et donc $\frac{dE}{dN} = - \alpha E \frac{m}{\mu}$). Cependant aucun de ces modèles ne tient compte des effets de couches. Ils ne sont donc pas capables d'expliquer les grandes différences expérimentales entre les systèmes à couches fermées tels que Pb + Pb ou Xe + Bi et les systèmes tels que U + U et $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$ pour lesquels les couches sont à demi remplies. Dakowski et Nöremberg [DAKO 81] ont proposé récemment un modèle statistique qui semble capable de décrire quantitativement de très nombreuses réactions. La qualité de



l'accord est illustrée sur la figure (III.31) où la perte d'énergie calculée $\frac{dE}{dN}$ est comparée à la valeur expérimentale correspondante $\frac{dE}{dN}$ extraite des 25 premiers MeV $d\sigma_A^2$ de perte d'énergie. Dans ce modèle la perte d'énergie pour une transition donnée est déterminée par les probabilités d'occupation des états à une particule, initiales et finales. L'incertitude sur le moment angulaire échangé entre les mouvements relatifs et intrinsèque entraîne aussi une incertitude sur la perte d'énergie.

Fig. (III.31) - Corrélation entre les valeurs théoriques $\langle \frac{dE}{dN} \rangle^0$ et les valeurs $\langle \frac{dE}{dN} \rangle_0$ extraites des expériences sur les 25 premiers MeV de perte d'énergie. La ligne droite indique un accord complet entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées. Les ronds représentent les systèmes pour lesquels les résultats expérimentaux sont extraits en utilisant les largeurs en masse ; les autres données représentent les systèmes pour lesquels seules les distributions en charge sont expérimentalement utilisables.

Dans ce modèle l'équation

$$\frac{dE}{dN} = - \alpha E \left(\frac{m}{\mu} \right)$$

est modifiée en ajoutant une "énergie de structure DE" qui dépendrait fortement de la perte d'énergie

$$\frac{ECT_{diss}}{d\sigma_A^2} = \frac{m}{\mu} (E_0 - ECT_{diss} - V_{coul}) + DE .$$

Les auteurs ont trouvé que DE a des valeurs de 6 à 8 MeV par nucléon échangé pour des pertes d'énergie inférieures à 50 MeV et atteint 0,5 MeV par nucléon échangé pour $ECT_{diss} \geq 200$ MeV.

De nombreuses réactions ont été analysées à l'aide de ce modèle et la variation calculée de σ_Z en fonction de la perte d'énergie est souvent en accord avec les résultats expérimentaux (Figure (III.32a à c)).

Nous avons essayé d'appliquer ce modèle à nos expériences. Dans le cas de Xe + Au, les largeurs mesurées sont beaucoup plus faibles que les valeurs calculées (Figure (III.32)d), alors que pour Kr + Au et Pb + Ge les largeurs mesurées sont nettement supérieures aux valeurs calculées (Figure (III.32)e et f). La résolution en masse obtenue dans l'étude de Kr + Au et Pb + Ge $\left(\frac{\Delta M}{M} = 2,5\% \text{ à } 3\% \right)$ nécessite une correction des valeurs de σ_A^2 obtenues expérimentalement ; si l'on tient compte de ces corrections on obtient les courbes en pointillés (voir chapitre IV l'influence de la résolution en masse et en charge sur les largeurs des distributions).

III.5. INFLUENCE DE L'EVAPORATION SUR LES DISTRIBUTIONS PRIMAIRES

III.5.1. Introduction

Nous avons déjà signalé que, par l'expérience, nous n'avons accès qu'aux quantités secondaires, c'est-à-dire aux quantités obtenues après desexcitation des produits primaires. Le phénomène d'évaporation affecte à la fois la charge et la masse des produits. Pour connaître l'état initial du fragment primaire et faire une étude d'évaporation, il est nécessaire de faire quelques hypothèses :

1) Conformément au travaux de Cauvin et al. [CAUV 80] dans l'étude du système Ar + Ni, nous supposons que la perte de nucléons due à l'évaporation se partage entre les fragments dans le rapport de leurs masses, c'est-à-dire que nous admettons que les températures nucléaires des deux fragments sont voisines.

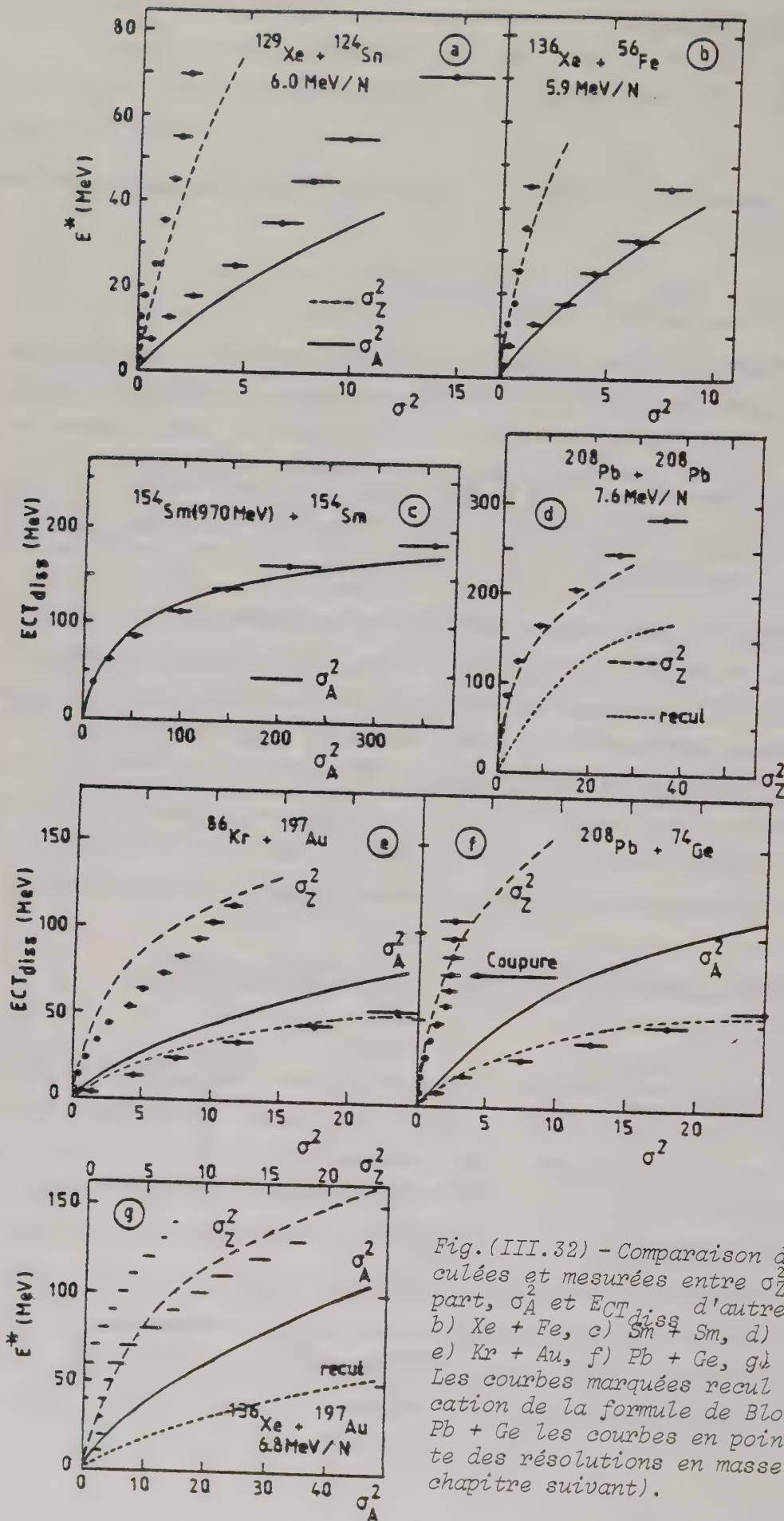


Fig. (III.32) - Comparaison des corrélations calculées et mesurées entre σ_Z^2 et ECT_{diss} d'une part, σ_A^2 et ECT_{diss} d'autre part : a) Xe + Sn, b) Xe + Fe, c) Sm + Sm, d) Pb + Pb [DAKO 80]. e) Kr + Au, f) Pb + Ge, g) Xe + Au (ce travail). Les courbes marquées recul sont la simple application de la formule de Blocki. Pour Kr + Au et Pb + Ge les courbes en pointillés tiennent compte des résolutions en masse expérimentales (voir chapitre suivant).

2) La distribution de spin est estimée en supposant que le moment angulaire total est compris dans l'intervalle $\ell_{\text{crit}} - \ell_{\text{max}}$, soit pour Kr + Au $197 < \ell < 240$, pour Pb + Ge $195 < \ell < 280$, pour Xe + Au $195 < \ell < 300$ et en admettant que le système composite tourne rigidement (modèle de collage) avant la scission.

Nous avons, pour ces trois systèmes, entrepris une étude similaire à celle effectuée par Cauvin [CAUV 80] pour le système Ar + Ni.

Le programme utilisé est le programme Pace d'Eyal et Gavron [PACE 80]. Il repose sur la méthode de tirage au hasard dite de Monte Carlo. La probabilité d'émission par unité de temps, d'une particule j avec une énergie cinétique comprise entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$, est calculée à l'aide de l'expression suivante due à Weisskopf [WEIS 37]

$$P_j(\epsilon) d\epsilon = \frac{g_j m_j}{\pi^2 \hbar^2} \sigma_{\epsilon} \frac{\omega_f}{\omega_i} d\epsilon$$

dans laquelle g_j est le nombre d'états de spin et m_j la masse de la particule j , ω_i et ω_f les densités de niveaux du noyau initial et du noyau final aux énergies d'excitation et aux spins respectivement avant et après émission de la particule j . Les paramètres de densité de niveaux utilisés sont ceux de Gilbert et Cameron [GILB 65]. Les coefficients de transmission dépendant du moment angulaire ℓ de la particule émise qui interviennent dans le calcul de la section efficace inverse σ , sont calculés à l'aide d'un modèle optique (la partie réelle et la partie imaginaire du potentiel optique résultent d'une systématique sur un grand nombre de noyaux). De plus, les probabilités de transition γ utilisées sont extraites de la compilation de F. Bertrand et al. [BERT 73].

Les systèmes étudiés ici sont très asymétriques et, compte tenu du fait que les énergies incidentes ne sont pas très supérieures à la barrière coulombienne, si l'on admet une répartition de l'énergie d'excitation proportionnellement aux masses des fragments, les énergies d'excitation des produits légers seront très basses. On s'attend donc à ce que les largeurs des distributions isobariques ou isotopiques expérimentales des fragments légers soient relativement peu affectées par l'évaporation.

- Pour Kr + Au, nous avons étudié les isobares de masse 85, 86, 87 pour des Z variant entre 34 et 41 à 30 MeV d'énergie d'excitation. Les moments angulaires sont calculés en supposant que le système composite tourne rigidement avant séparation des fragments. Dans ce cas le moment angulaire maximum est de 26 unités de $\hbar$. Les calculs ont aussi été faits dans l'hypothèse d'un transfert partiel de moment angulaire ($\ell=10$).

- Pour Pb + Ge, les isobares étudiés vont de $A=73$ à 75 pour des Z variant de 30 à 36 ceci à 40 et 25 MeV d'énergie d'excitation et pour $\ell=28$ et 10.

- Pour Xe + Au, nous avons étudié quelques isobares de masses comprises entre 191 à 203 et ce, à 38 MeV d'énergie d'excitation et $\ell=20$.

Pour diminuer le temps de calcul le nombre de cascades a été limité à 500.

III.5.2. Multiplicités

Les Figures (III.33.1), (III.33.2) montrent l'évolution des multiplicités de neutrons ν_n , protons ν_p et particules α ν_α avec le Z de l'isobare pour les réactions Kr + Au et Pb + Ge. On montre aussi sur ces figures les énergies de séparation de neutron s_n , protons s_p et α , s_α pour ces mêmes isobares, données par les tables de Wapstra [WAPS 77]. Les flèches indiquent les valeurs moyennes de Z prédites par le modèle de deux gouttes liquides au contact [CAUV 80].

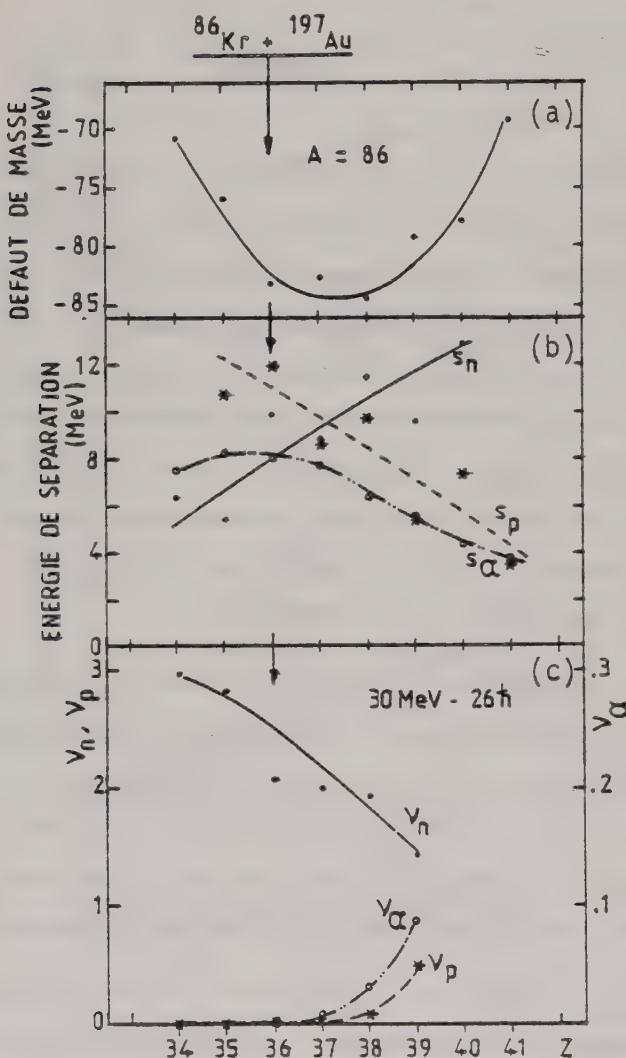


Fig. (III.33)1 - Evolution avec le Z des isobares de nombre de masse $A=86$ du défaut de masse : a), des énergies de séparation de neutron (s_n) et proton (s_p) et particule α (s_α) : b), et des multiplicités de neutron (ν_n) proton (ν_p) et particule α (ν_α) : c). Les lignes tracées servent à guider l'oeil. L'énergie d'excitation est de 30 MeV. Les flèches pointent les valeurs de Z des fragments primaires de $A=86$ obtenues avec le modèle à deux gouttes liquides en contact par minimisation du potentiel.

Dans les deux cas, la multiplicité de neutrons diminue constamment lorsque l'on s'intéresse à des isobares de plus en plus pauvres en neutrons. La multiplicité de protons a un comportement inverse. Ceci reflète l'évolution des énergies de séparation s_n et s_p . Le croisement des courbes $\nu_n(Z)$ et $\nu_p(Z)$ se produit pour un Z plus élevé que celui qui correspond à l'égalité des énergies de séparation s_n et s_p . Cela provient de ce que la barrière coulombienne défavorise l'émission de particules chargées.

La multiplicité α , tout en restant très faible, augmente constamment avec Z et reflète bien la décroissance de l'énergie de séparation s_α . Pour les deux systèmes Kr + Au et Pb + Ge, nous voyons donc que la désexcitation se fera préférentiellement par émission de neutrons et qu'il n'y aura pas d'évaporation de particules chargées. L'étude du système Xe + Au conduit aux mêmes résultats (désexcitation par émission de neutrons et pas d'évaporation de particules chargées).

Fig. (III.33)2 - Même représentation que sur la Figure (III.33)1 mais pour le système Pb + Ge pour des isobares de masse $A=74$ à une énergie d'excitation de 40 MeV.

III.5.3. Distribution des noyaux résiduels

Les Figures (III.34)a et b et (III.35) montrent les distributions obtenues après désexcitation pour des isobares de masse $A=74$ et 86 et pour des Z allant de 30 à 36 et 34 à 39 respectivement.

On constate que les fragments résiduels gardent le caractère riche ou pauvre en neutrons des fragments primaires.

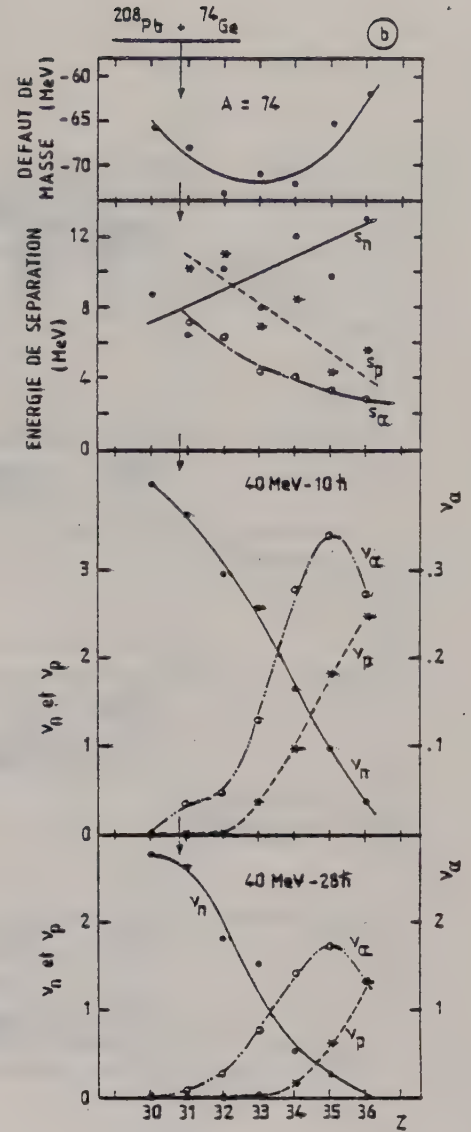
Si l'on compare les distributions obtenues pour $A=86$ à 30 MeV $\ell=26$ et à 30 MeV $\ell=10$ (Figure (III.

34)a et b) on peut dire que l'augmentation du moment angulaire ne semble pas affecter notablement la largeur de ces distributions.

III.5.4. Effet de l'évaporation sur les valeurs moyennes

L'évolution du rapport $\frac{N}{Z}$ moyen des noyaux résiduels en fonction du rapport $\frac{N}{Z}$ initial correspondant aux différents isobares $A=86$ pour Kr + Au et $A=74$ pour Pb + Ge est représentée sur la Figure (III.36)a et b. Pour Kr + Au l'évaporation comprime la gamme des rapports $\frac{N}{Z}$ finals mais il subsiste une corrélation très nette entre les valeurs initiales et finales de ce rapport. Cette corrélation est moins claire dans le cas du système Pb + Ge.

L'évolution du rapport $\frac{A - \langle Z \rangle}{\langle Z \rangle}$ a été étudiée en fonction de la masse des produits. Elle est représentée sur la Figure (III.37)a et b pour Kr + Au et Pb + Ge. Pour Kr + Au et pour des masses allant de 70 à 100 le rapport $\langle \frac{N}{Z} \rangle$ semble rester plus proche du $\frac{N}{Z}$ du projectile que du composite. Il faut cependant noter que le rapport $\frac{N}{Z}$ du composite est très voisin de celui du projectile ; l'on ne peut donc pas tirer de conclusion définitive du résultat expérimental. Dans le cas de Pb + Ge par contre $\frac{A - \langle Z \rangle}{\langle Z \rangle}$ augmente continument avec la masse.



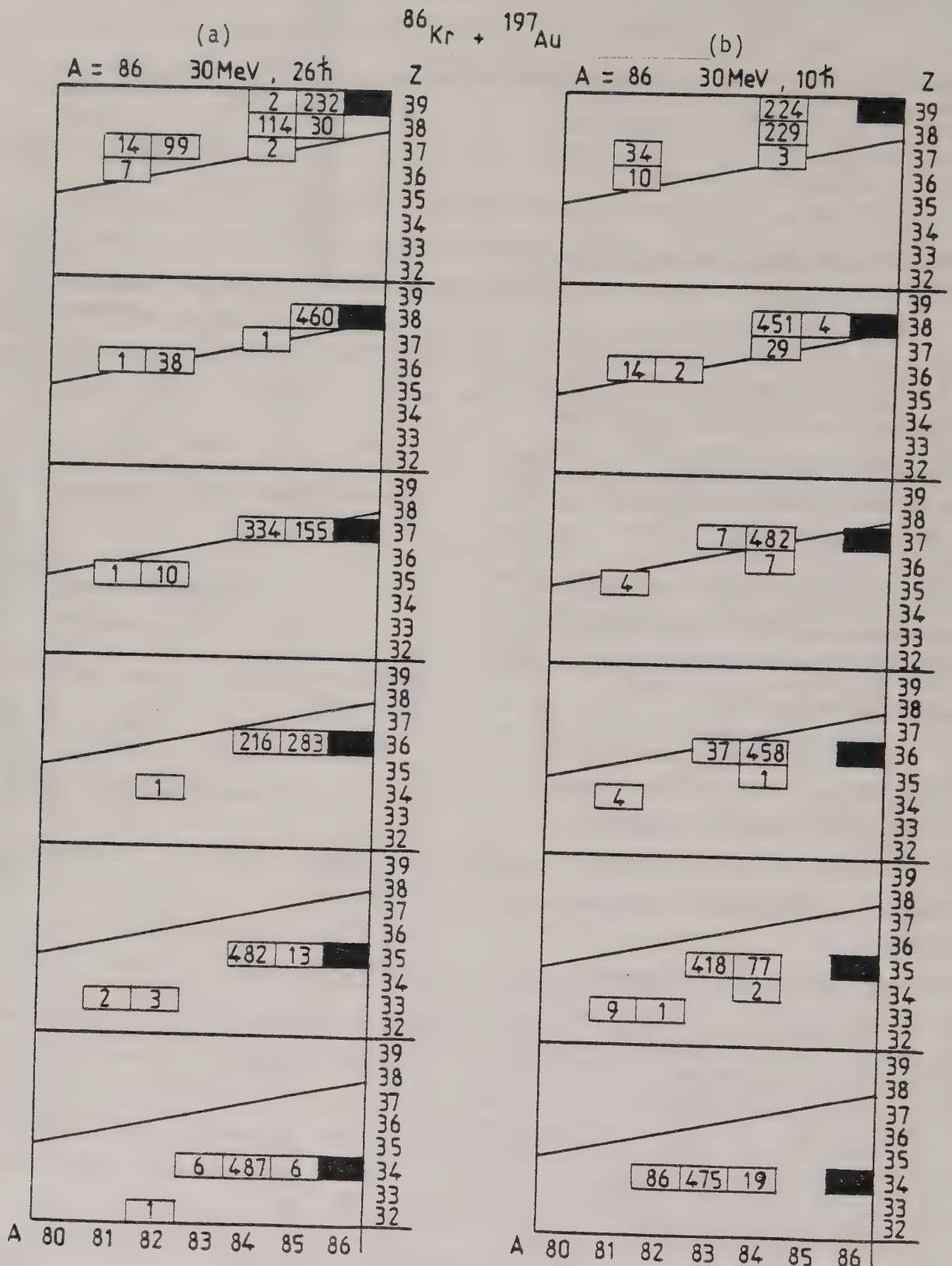


Fig. (III.34) - a) Distribution des noyaux résiduels obtenus dans la désexcitation des isobares de masse $A=86$ et $34 < Z < 39$ (énergie d'excitation 30 MeV moment angulaire $l=26$). Le nombre total de cascades est de 500. La ligne continue repère le fond de la vallée de stabilité au voisinage de $A=86$ (obtenue d'après la formule de Bethe-Weissäcker [BETH 30]). Le nombre qui figure dans chaque case indique le nombre de cascades qui ont abouties au noyau résiduel correspondant. b) Distribution des noyaux résiduels obtenus dans la désexcitation des isobares de 30 MeV mais pour un moment angulaire plus faible $l=10$.

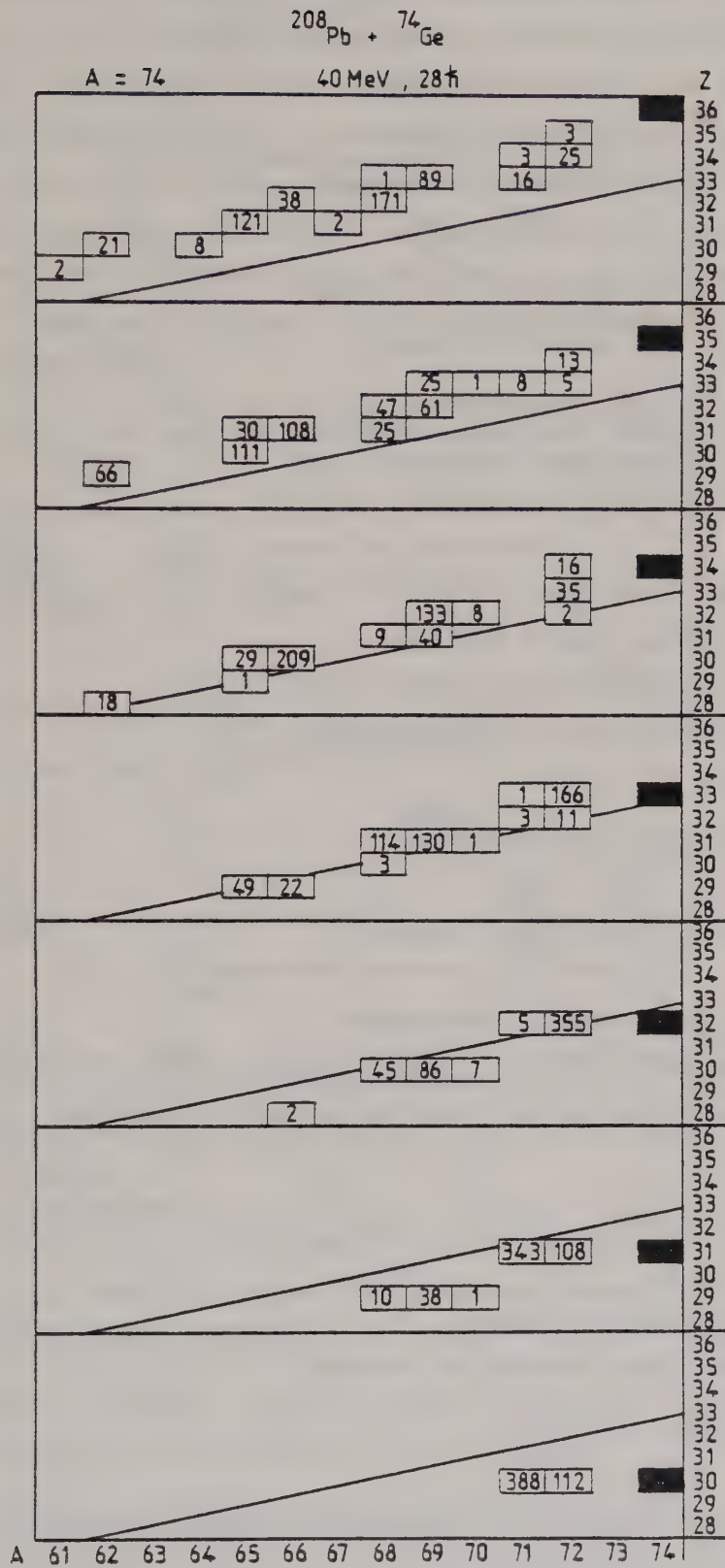


Fig.(III.35) - Distribution des noyaux résiduels obtenus dans la désexcitation des isobares de masse A=74, $30 < Z < 36$, à une énergie d'excitation de 40 MeV et un moment angulaire de 28ħ.

On suppose souvent dans les études des distributions de charge en fission que le rapport $\frac{N}{Z}$ de chacun des deux fragments obéit à la règle UCD (Unchanged Charge Density rule), c'est-à-dire est égal au rapport $(N_1 + N_2)/(Z_1 + Z_2)$. Ce mode de partition des neutrons et protons a pour conséquence l'égalité des densités relatives $\rho_p - \rho_n$ des deux fragments, ρ_p et ρ_n mesurant respectivement la densité de proton et de neutron d'un fragment. Mais en fission, l'asymétrie de masse des fragments n'est jamais aussi considérable qu'elle peut l'être dans la voie de sortie des collisions très inélastiques et il n'est donc pas étonnant que nous constatons que la règle UCD n'est pas vérifiée dans ce cas.

Fig.(III.36) - Evolution du rapport $(N/Z)_{\text{final}}$ moyen de tous les noyaux finals resultants de la désexcitation des familles d'isobares $A=74$ (a) et $A=86$ (b) en fonction du rapport N/Z initial.

Si l'on suppose avec Cauvin [CAUV 80] que le modèle de la goutte liquide contient les caractéristiques essentielles du mode d'échange entre les deux ions on sait que le potentiel peut alors s'écrire :

$$\mathcal{E} = E_{LD}(Z_1, A_1) + E_{LD}(Z_2, A_2) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + V_N(R) + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R^2} \quad (1)$$

Les deux premiers termes sont les énergies goutte liquide des deux ions qui sont supposés être des gouttes sphériques de rayon $R_{1,2} = r_0 A_{1,2}^{1/3}$ avec $r_0 = 1.24$ fm et

$$E_{LD}(Z_1, A_1) = -a_V A_1 + a_S A_1^{2/3} + a_C \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} + \frac{1}{2} \text{asym} \frac{(N_1 - Z_1)^2}{A_1} \quad [\text{MYER 65}]$$

$a_V A_1$ est une énergie de volume

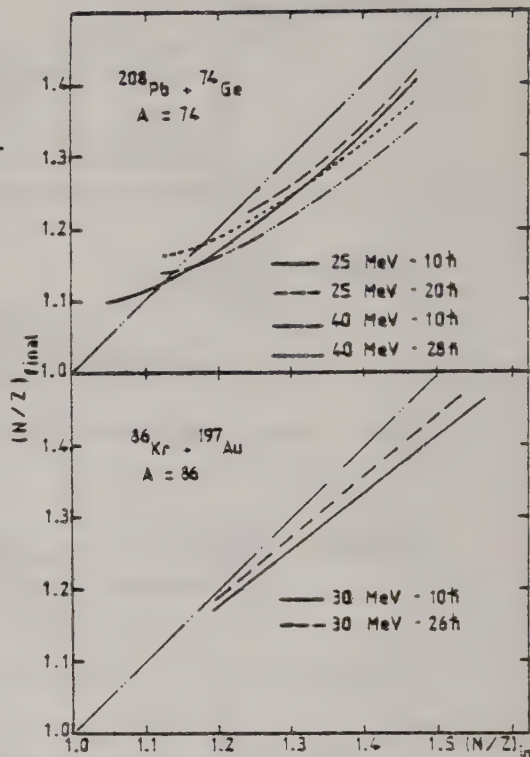
$a_S A_1^{2/3}$ correspond à une énergie de surface

$a_C \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}}$ est le terme coulombien

et $\text{asym} \frac{(N_1 - Z_1)^2}{A_1}$ est l'énergie de symétrie, terme qui joue un rôle prépondérant dans le mouvement d'isospin.

Si les énergies sont exprimées en MeV, A en u.m.a et Z en unités de charge on a pour les différents coefficients :

$$\begin{aligned} a_V &= 15.56 & a_C &= 0,696 \\ a_S &= 17.23 & \text{asym} &= 46.57. \end{aligned}$$



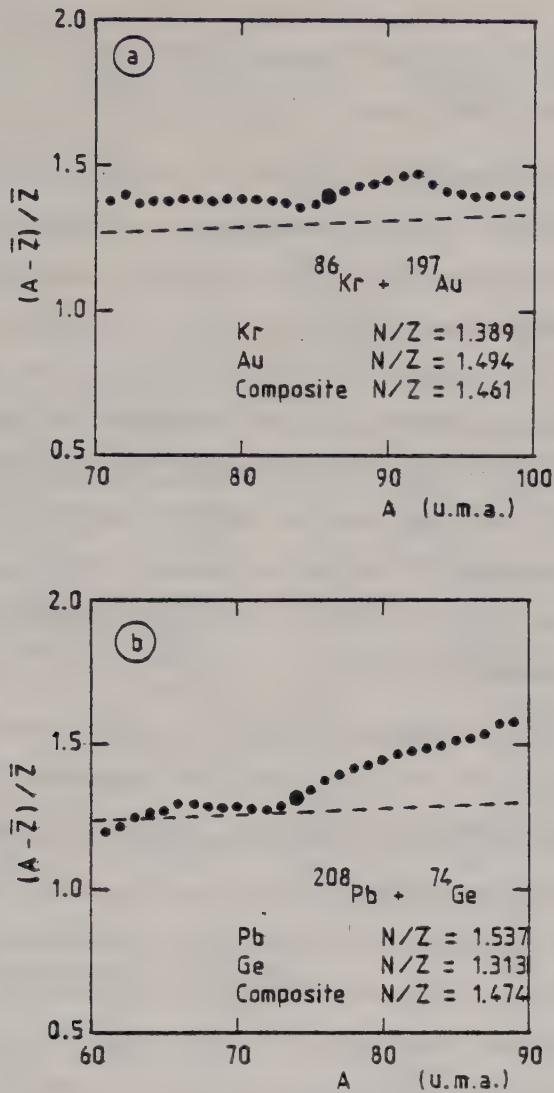


Fig. (III.37) - a) Evolution du rapport $A - \bar{Z}/\bar{Z}$ en fonction de la masse pour le système Kr + Au. La courbe en tirets représente le fond de la vallée de stabilité calculé en minimisant l'énergie potentielle. b) Evolution du rapport $A - \bar{Z}/\bar{Z}$ en fonction de la masse pour le système Pb + Ge.

Le troisième terme de l'équation (1) est le potentiel d'interaction coulombien entre les deux ions et les deux derniers termes correspondent aux potentiels nucléaire et centrifuge.

L'énergie $\mathcal{E}$ du système composite dépend seulement de Z_1 et A_1 puisque le nombre total de neutrons et de protons est conservé.

Partant du point d'injection on s'attend à ce que le système évolue dans la direction qui minimise $\mathcal{E}$. La valeur la plus probable du numéro atomique $\langle Z_1 \rangle$ pour le fragment léger est celle qui minimise l'énergie potentielle du système composite correspondant à l'asymétrie de masse initiale c'est-à-dire à A_1 fixée

$$\left. \frac{d\mathcal{E}}{dZ_1} \right|_{A_1 = \text{Cte}} = 0$$

ce qui donne

$$\langle Z_1 \rangle \left\{ 2 a_C \left(\frac{1}{A_1^{1/3}} + \frac{1}{A_2^{1/3}} \right) + 2 \text{ asym} \left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} \right) - \frac{2e^2}{R} \right\} = Z \left\{ \frac{2 a_C}{A_2^{1/3}} + \frac{2 \text{ asym}}{A_2} - \frac{e^2}{R} \right\}$$

On obtient alors une expression du potentiel de forme quadratique qui correspond à une force de rappel proportionnelle à la distance. On montre que le terme coulombien d'interaction n'a qu'un effet réduit sur le potentiel et sur la valeur Z_{01} d'équilibre (valeur pour laquelle $\frac{d\epsilon}{dZ}|_{A_1=\text{cte}}=0$). La présence du col entre les deux fragments autorise l'échange de neutrons et protons et permet au système d'aller vers l'équilibre à partir d'une position initiale qui peut être loin du minimum. On admet que cet équilibre est inchangé dans la voie de sortie c'est-à-dire que la répartition des neutrons et des protons va être, en moyenne, indépendante de l'allongement du système et de la striction du col. La valeur moyenne du rapport $\frac{N}{Z}$ du fragment léger sera alors la même que celle du constituant léger du système composite avant séparation.

La minimisation de l'énergie potentielle donne une valeur de $\frac{N}{Z}$ représentée par la courbe en pointillés. On voit que les fragments résiduels gardent le caractère riche en neutrons des fragments primaires (Figures (III.37)a et b).

Si l'on regarde cette évolution pour des pas en énergie de 10 MeV en fonction de la charge, de la masse ou du nombre de neutrons de l'un des fragments on obtient les courbes des Figures (III.38) et (III.39). On voit que, sauf au voisinage de la diffusion élastique, l'évolution est la même pour toutes les énergies : constance de $\frac{A - \langle Z \rangle}{\langle Z \rangle}$ en fonction de A pour Kr + Au et au contraire croissance de cette valeur pour Pb + Ge quand la masse augmente.

Cet effet est à nouveau bien visible si l'on étudie la variation avec la perte d'énergie, du rapport $\frac{N}{Z}$ moyen (la moyenne étant prise pour chaque énergie (pas de 10 MeV) et pour chaque A variant entre 81 et 90 pour Kr + Au, 69 et 78 pour Pb + Ge) (Figure (III.40a et b)).

Pour Kr + Au, le rapport $\frac{N}{Z}$ moyen est très proche du $\frac{N}{Z}$ du krypton, dès que la perte d'énergie devient supérieure à 20 MeV et reste alors remarquablement constant. Dans le cas de Pb + Ge ce rapport augmente continûment avec la perte d'énergie.

L'écart type, pour chaque énergie, de la distribution des valeurs moyennes $\frac{N}{Z}$ est très faible dans le cas de Kr + Au et ces valeurs sont donc très groupées. Dans le cas de Pb + Ge la dispersion est beaucoup plus grande.

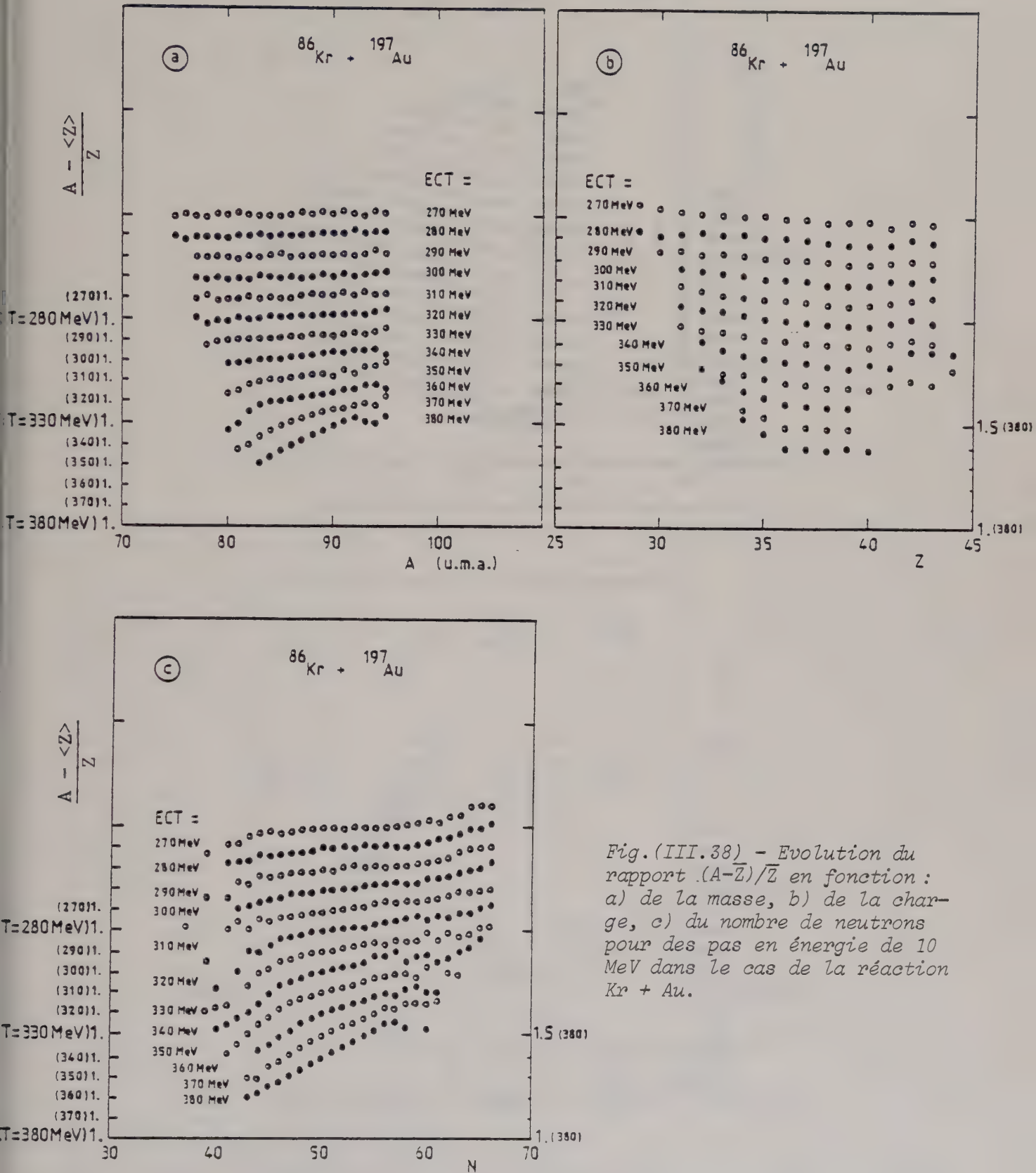


Fig.(III.38) - Evolution du rapport $\frac{A - \langle Z \rangle}{Z}$ en fonction : a) de la masse, b) de la charge, c) du nombre de neutrons pour des pas en énergie de 10 MeV dans le cas de la réaction $\text{Kr} + \text{Au}$.

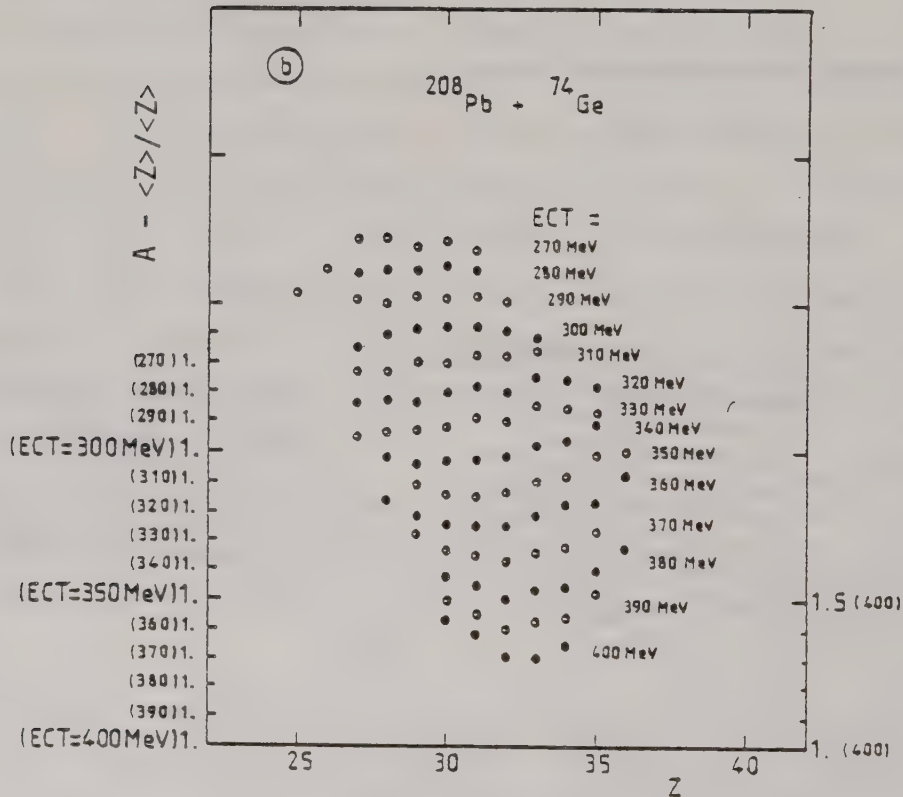
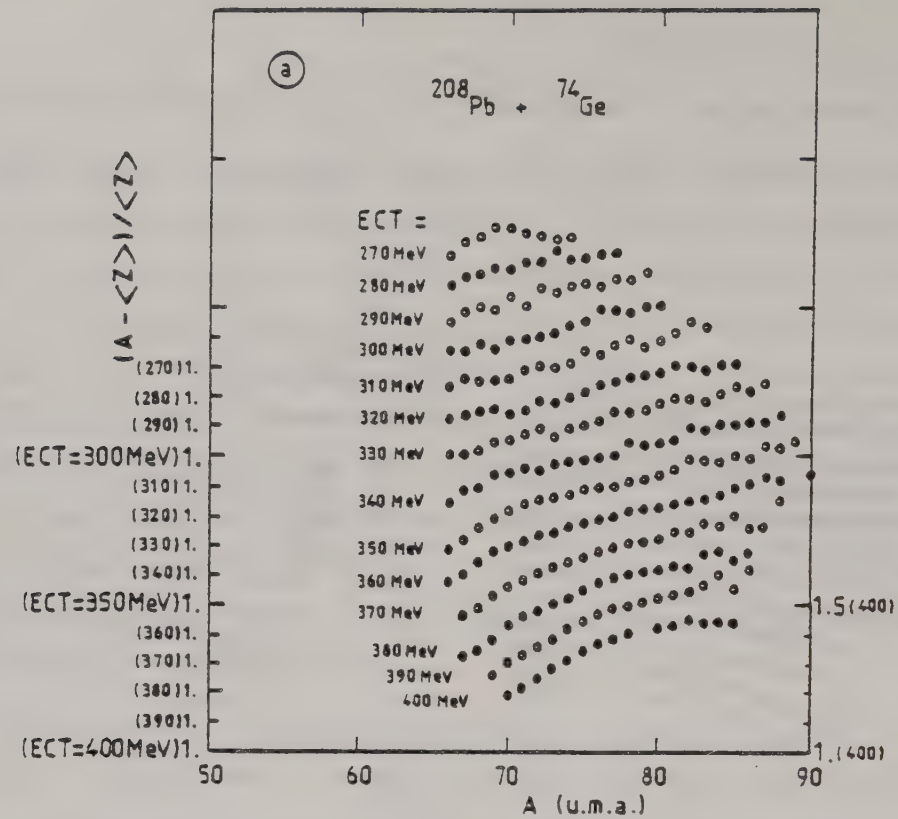


Fig. (III.39) - Evolution du rapport $(A - \bar{Z}) / \bar{Z}$ en fonction de la masse a) et de la charge b) pour des pas en énergie de 10 MeV dans le cas de la réaction $\text{Pb} + \text{Ge}$.

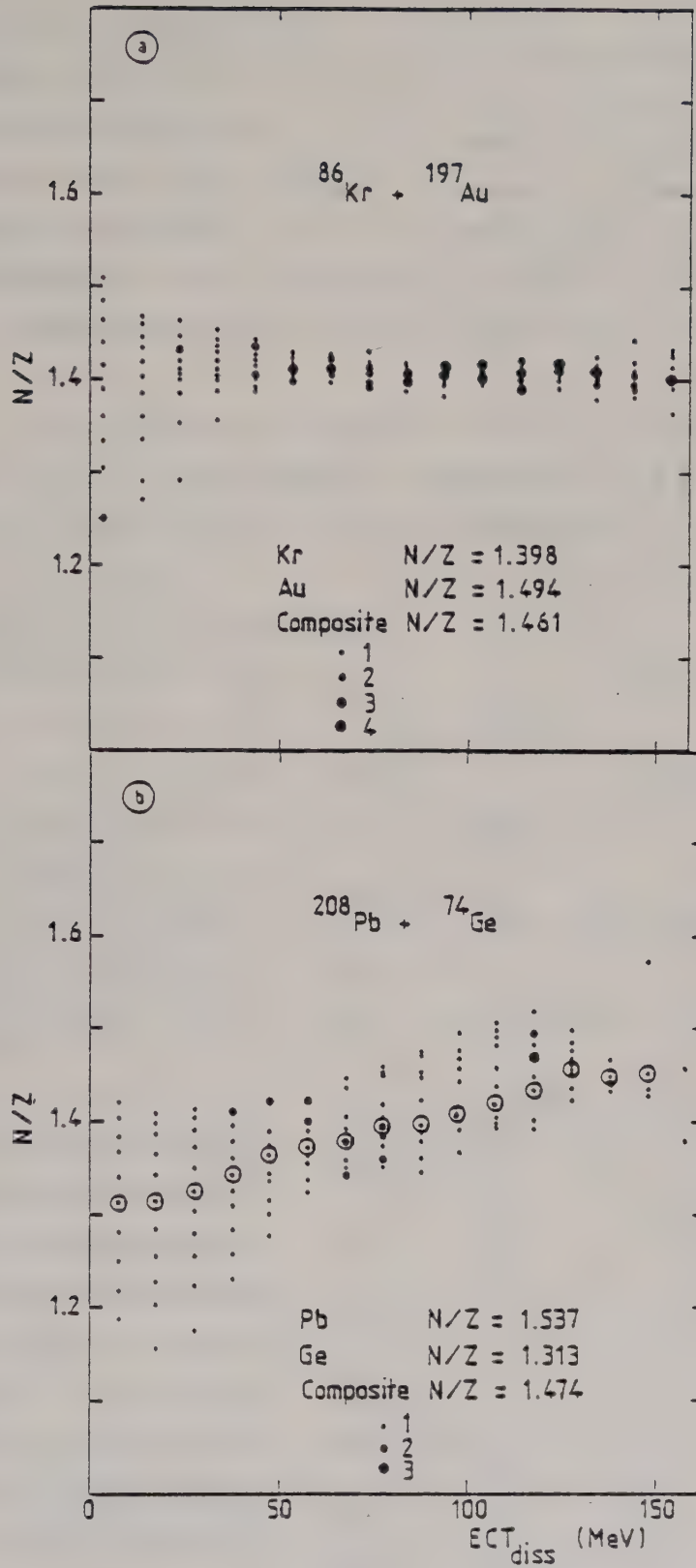
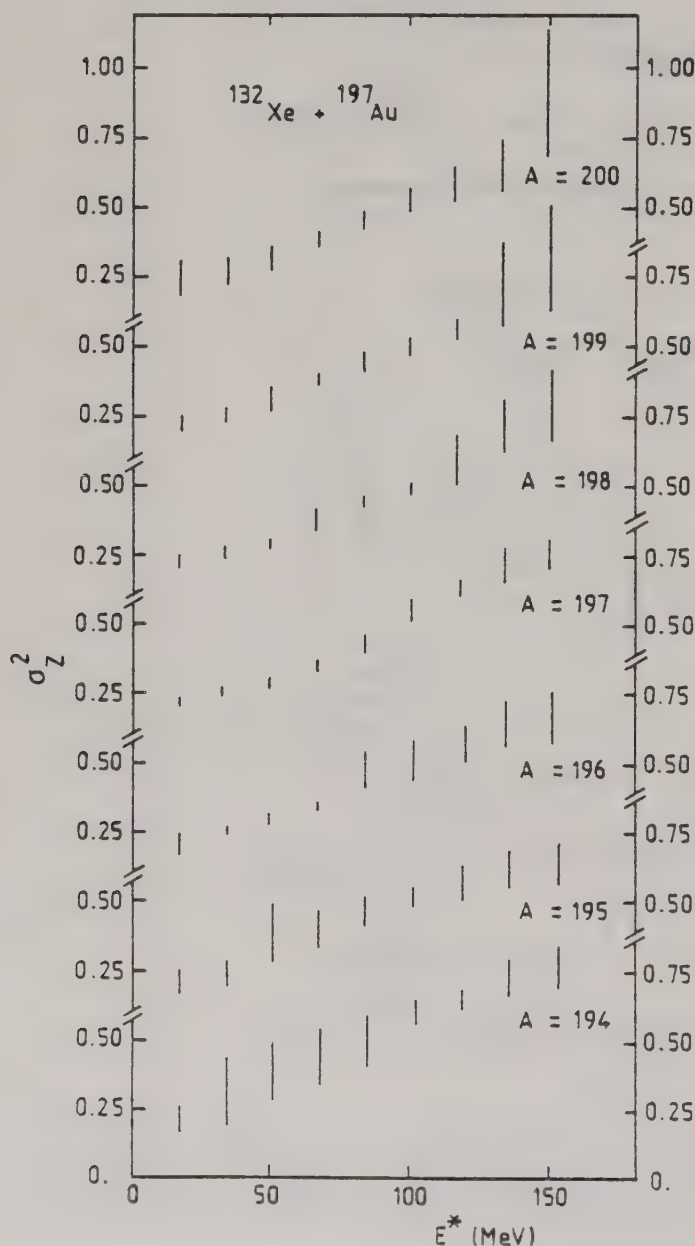


Fig. (III.40) - Variation du rapport $(A-\bar{Z})/\bar{Z}$ en fonction de la perte d'énergie pour a) Kr + Au, b) Pb + Ge. La grosseur des points est représentative du nombre de noyaux ayant à ± 0.005 près le rapport N/Z moyen indiqué. Les cercles indiquent pour le système Pb + Ge la moyenne des distributions.

III.6. Etude des distributions isobariques

Il a été montré par Berlander et al. [BERL 79] qu'un grand nombre d'informations sur la dynamique des collisions très inélastiques pouvait être obtenu en regardant l'évolution de la largeur des distributions isobariques en fonction de la perte d'énergie. Rappelons que pour le système Kr + Mo [BERL 79] cette largeur augmente rapidement en fonction de la perte d'énergie avant d'atteindre une sorte de plateau (Figure (I.2)). Celui-ci a été interprété comme une indication de la présence de fluctuations ayant un comportement quantique (variances proportionnelles à $\frac{\hbar\omega}{C}$, $\hbar\omega$ étant l'énergie de phonon et C le coefficient de rigidité).

Pour le système Xe + Au, les largeurs des distributions de charge à une asymétrie de masse fixée augmentent lentement quand le degré d'amortissement en énergie augmente (σ_Z^2 proportionnel à $\frac{T}{C}$ où T est la température) [WIRT 79].



L'évolution des largeurs des distributions isobariques en fonction de la perte d'énergie est présentée sur les Figures (III.41) et (III.42) pour les systèmes Xe + Au, Pb + Ge et Kr + Au. Pour Xe + Au, les résultats sont présentés en fonction de l'énergie d'excitation. Pour les autres systèmes, prenant en compte les résultats des mesures de masse, on a pu calculer l'énergie d'excitation correspondante ; les hypothèses d'un processus binaire et d'une désexcitation des fragments par évaporation de neutrons semblent correctes car nous avons constaté que les résultats obtenus pour les distributions isobariques en fonction de l'énergie d'excitation étaient très peu différents de ceux présentés en fonction de la perte d'énergie cinétique.

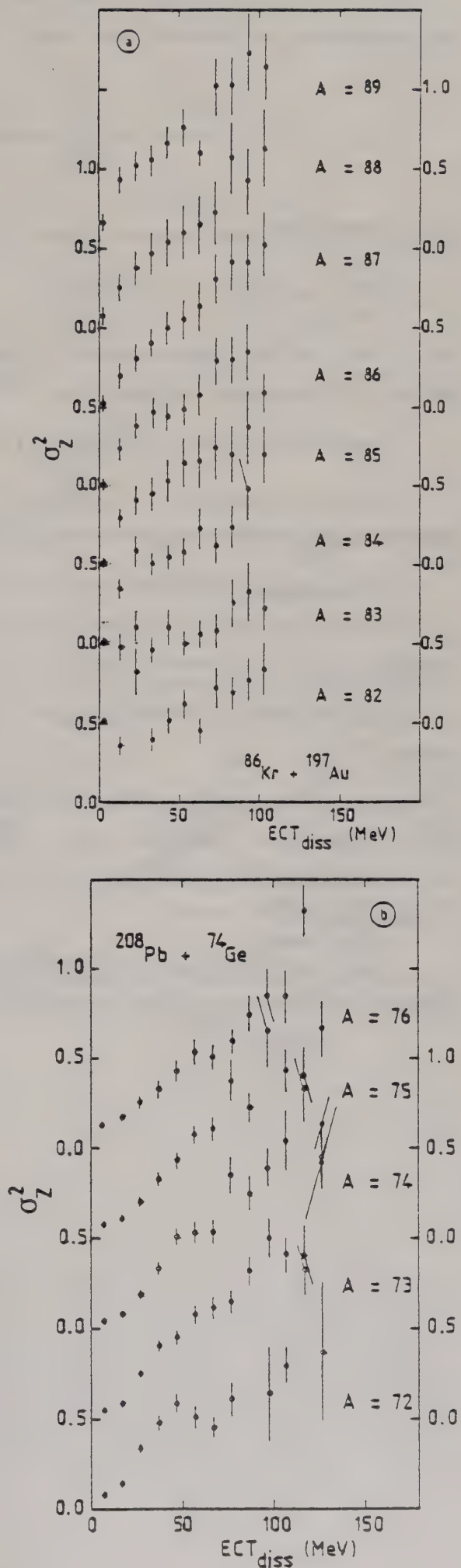
Fig. (III.41) - Largeurs des distributions isobariques primaires en fonction de l'énergie d'excitation pour le système Xe + Au.

Ces variances calculées ne sont à ce stade, ni corrigées de la résolution en masse (résolution qui est de l'ordre de 2.5 à 3 % pour les masses au niveau du germanium et du krypton) ni de la résolution en charge (0,9 % au niveau du germanium et du krypton) ni de l'évaporation. Cette dernière remarque ne vaut pas bien sûr pour le système Xe + Au où la reconstruction des distributions primaires ayant été effectuée (voir chapitre II) les variances calculées sont celles des distributions primaires.

Fig.(III.42) - a) largeurs des distributions isobariques secondaires en fonction de la perte d'énergie cinétique pour le système Kr + Au. b) Largeurs des distributions isobariques secondaires en fonction de la perte d'énergie cinétique pour le système Pb + Ge.

Suivant l'étude de Cauvin [CAUV 80] nous avons, à l'aide du code PACE utilisé précédemment, essayé de suivre l'évolution d'une distribution isobarique.

Nous avons considéré des distributions isobariques primaires ($A=85,86,87$), centrées sur deux valeurs de Z (35 et 36), supposées gaussiennes, et dont l'écart type $\sigma^*(N/Z)$ (en représentation $\frac{N}{Z}$) variait largement. Pour chaque valeur de



$\sigma^*(N/Z)$ et chaque énergie d'excitation, on a construit la distribution isobari-
que secondaire et calculé son écart type $\sigma(\frac{N}{Z})$ par

$$\sigma^2(Z ; A) = \frac{\sum_i a_i Z_i^2 - \frac{1}{\sum_i n_i} (\sum_i n_i Z_i)^2}{\sum_i n_i}$$

et en admettant :

$$\sigma(Z : A) = \sigma(N : A) \simeq \frac{A}{4} \sigma(\frac{N}{A})$$

où Z_i et n_i sont respectivement le numéro atomique du fragment léger et le
nombre d'événements correspondant.

Les résultats de ces calculs sont donnés sur les Figures (III.43)a et b.

Ce jeu de courbes doit permettre de remonter, à partir des valeurs ex-
périmentales $\sigma(N/Z)$, aux valeurs primaires $\sigma^*(\frac{N}{Z})$.

Cette étude de la désexcitation des fragments primaires nous permet donc
de conclure que, pour les systèmes étudiés ici, où l'énergie d'excitation par
fragment est relativement faible :

- 1) la désexcitation n'entraîne pas l'émission de particules chargées (protons
ou α) ;
- 2) aux grandes énergies d'excitation le rapport $\frac{N}{Z}$ final et donc la variance
 $\sigma(\frac{N}{Z})$ finale sont différents des valeurs initiales avant évaporation. La forme
de la courbe $\sigma(\frac{N}{Z}) = f(E^*)$ et donc σ_Z à A fixé = $f(E^*)$ sera donc modifiée par
l'évaporation.

Nous retrouverons ces modifications au chapitre IV et nous en tiendrons
compte pour le calcul des distributions primaires.

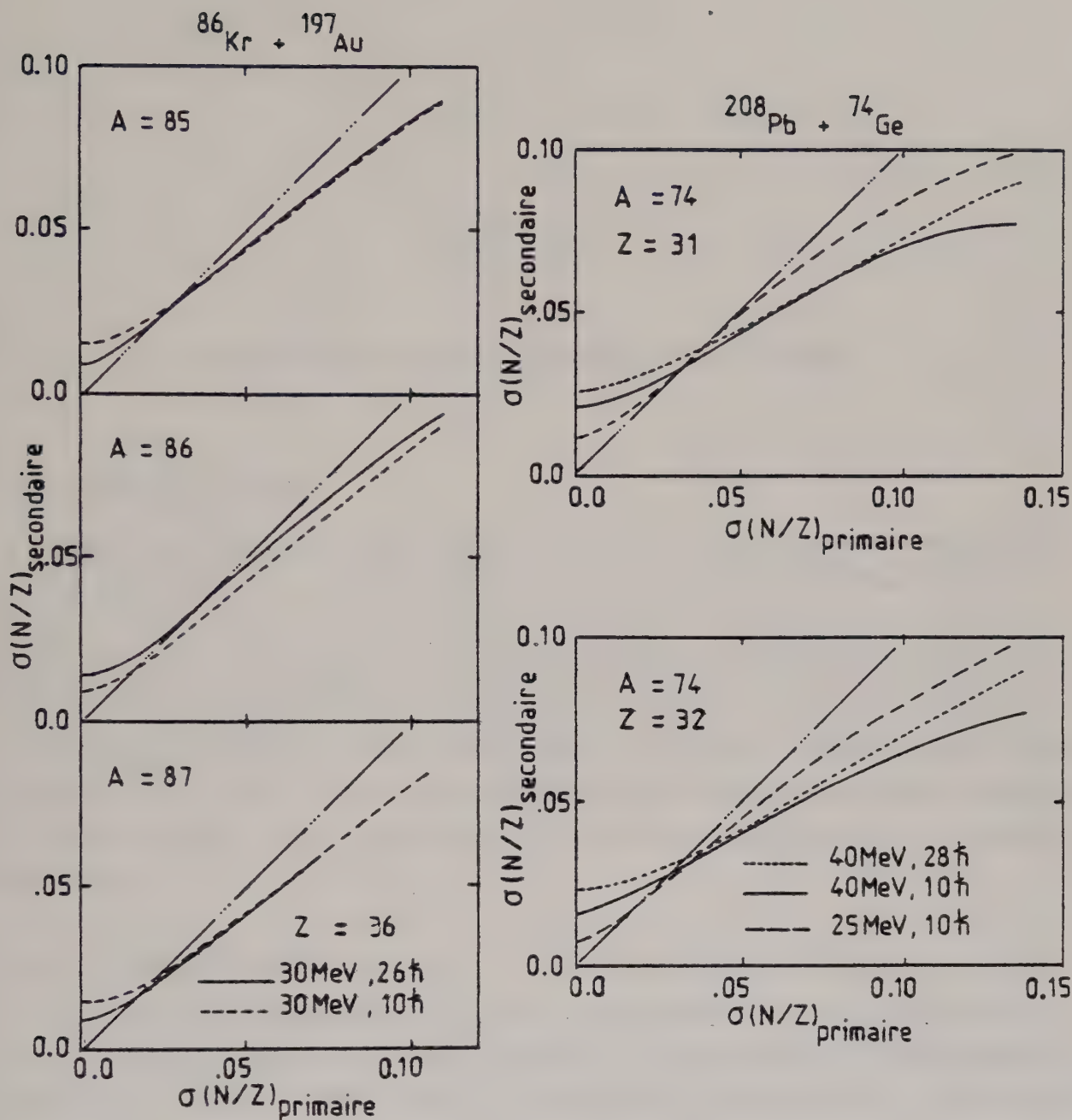
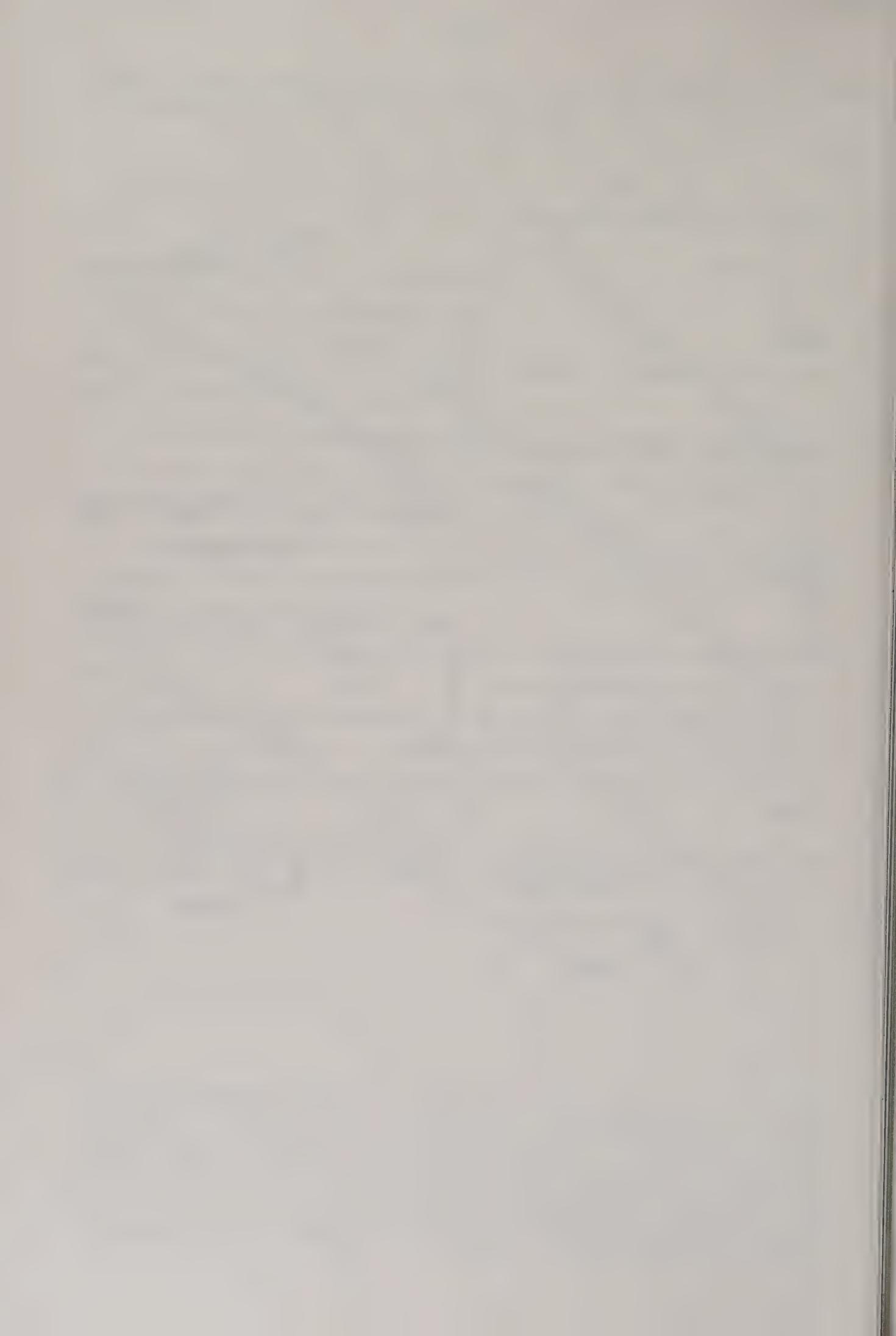


Fig. (III.43) - a) Pour trois distributions isobariques centrées sur $Z=36$ on donne (en représentation N/Z) l'évolution de l'écart type de la distribution isobarique secondaire $\sigma(N/Z)_{\text{sec.}}$ en fonction de l'écart type de la distribution primaire $\sigma(N/Z)_{\text{prim.}}$ celle-ci étant supposée gaussienne. Chaque courbe correspond à une énergie d'excitation différente du fragment léger. La droite hachurée représente la fonction $\sigma(N/Z)_{\text{prim.}} = \sigma(N/Z)_{\text{sec.}}$ (système $\text{Kr} + \text{Au}$). b) Relation de $\sigma(N/Z)$ secondaire en fonction de $\sigma(N/Z)$ primaire pour $A=74$, $Z=31$ et 32 à différentes énergies d'excitation et différents moments angulaires (système $\text{Pb} + \text{Ge}$).



Chapitre IV

INTERPRETATION THEORIQUE DE L'EQUILIBRE DE CHARGE

IV.1. APPROCHE STATIQUE

Jusqu'ici nous avons implicitement admis que l'équilibre de charge était un mode collectif i.e. correspondant à un mouvement cohérent d'un grand nombre de nucléons. Ceci n'est pas évident à priori et l'on pourrait penser qu'il puisse résulter de l'échange d'un nombre restreint de nucléons se comportant de manière indépendante. Une des premières questions que nous devons nous poser consiste à savoir si le mode d'équilibre de charge est bien un mode collectif. S'il en est ainsi, il faudra ensuite pouvoir prédire l'évolution dynamique de ce mode vers un état d'équilibre que nous devons également être à même de déterminer.

IV.1.1. Origine du mode

Il est tentant d'essayer de relier le mode d'équilibre de charge à la résonance géante dipolaire du système composite. En effet dans l'image simple de Goldhaber et Teller on peut imaginer un mouvement hors phase entre les neutrons et les protons. Un tel mouvement collectif serait très favorable pour la relaxation du degré de liberté d'isospin. En effet il permettrait un échange facile des quelques nucléons nécessaires pour atteindre l'équilibre de charge. Cet équilibre serait une propriété du système composite et non des fragments individuels. Enfin nous savons que ce mode est un mode de haute fréquence. Ceci permettrait d'expliquer la relaxation rapide qui est observée. Une telle hypothèse a été avancée plusieurs fois dans le passé et notamment il y a très longtemps pour expliquer les distributions isobariques des produits de fission (cf. Updegraff et Onley) [UPDE 71]. Voyons rapidement à quels résultats nous devons nous attendre dans le cas des réactions par ions lourds. On sait que l'énergie

de phonon de la résonance géante dipolaire d'un noyau sphérique est donnée par la relation :

$$\hbar\Omega = \frac{78}{A_1^{1/3}} \text{ MeV} . \quad (1)$$

Lorsque ce noyau se déforme, la résonance géante donne naissance à deux composantes : une composante transversale dont l'énergie est supérieure à celle du noyau sphérique et une composante longitudinale dont l'énergie $\hbar\Omega$ est inférieure à celle du noyau sphérique. De par sa géométrie, c'est la composante longitudinale qui serait responsable de l'équilibre de charge. On peut estimer l'énergie de phonon associée au système composite. En effet on voit que $\hbar\Omega$ est inversement proportionnelle à la taille du noyau ($\propto 1/A^{1/3}$); par conséquent pour le système composite dont la taille longitudinale est $\propto A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ on s'attend à trouver :

$$\hbar\Omega = \frac{78}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \text{ (MeV)} ; \quad (2)$$

pour des systèmes du type Kr + Mo, on s'attend donc à avoir des énergies $\hbar\Omega$ de l'ordre de 7-10 MeV.

Le problème reste toutefois de savoir si cette résonance géante du système composite est excitée au cours de la réaction. A l'heure actuelle il n'existe pas de preuve expérimentale que ce soit le cas. Toutefois sa mise en évidence n'est pas simple car il faut savoir comment elle va se désexciter dans l'hypothèse où elle a été excitée. On pourrait penser que cette désexcitation va se faire par émission de particules rapides. Pour les systèmes lourds sur lesquels les expériences ont été effectuées, il est beaucoup plus probable que cette désexcitation se fera vers des états plus compliqués. En d'autres termes cette énergie qui va être stockée dans le mode collectif va se transformer en énergie d'excitation du système composite. En ce sens la résonance géante du système composite pourrait jouer le rôle d'état "porte d'entrée" en ce qui concerne la dissipation d'énergie lors des collisions dissipatives. Ce mode de désexcitation de la résonance géante devient malheureusement extrêmement difficile à mettre en évidence expérimentalement.

Nous avons toutefois quelques indications quantitatives qui nous permettent de penser que la résonance géante du système composite est excitée. Ceci grâce au travail de Bonche et Ngô qui ont effectué un calcul Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF chez les anglosaxons) à trois dimensions dans l'approximation dite gelée [BONC 81]. L'avantage d'un calcul TDHF est le fait qu'aucun degré de liberté collectif n'est introduit a priori. Si un mode collectif est présent au cours de la réaction cela doit donc apparaître au cours du calcul. De plus les

calculs TDHF conviennent tout particulièrement pour des temps de collision courts ce qui est le cas lorsque l'on s'intéresse à l'équilibre de charge. Les systèmes qui ont été étudiés sont $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$. L'observation du mouvement des neutrons par rapport au mouvement des protons se faisait en regardant la variation du vecteur joignant le c.m. des neutrons au c.m. des protons. Les conclusions de ces auteurs sont les suivantes :

- 1) la résonance géante dipolaire du système composite est excitée au cours des réactions dissipatives : la composante transversale tout au début de la réaction ($\sim 10^{-22}\text{s}$) puis la composante longitudinale ($\sim 3 \times 10^{-22}\text{s}$). La relaxation d'isospin semble corrélée à cette dernière ;
- 2) la fréquence du mode longitudinal est grande et sa valeur pour le système $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ est $\hbar\Omega = 13-14 \text{ MeV}$; ceci est en parfait accord avec la formule (2) ;
- 3) la composante longitudinale se relaxe très rapidement vers l'équilibre après un temps de l'ordre de $3 \times 10^{-22}\text{s}$;
- 4) l'équilibre lui même s'effectue par un transfert préférentiel des neutrons d'un fragment à l'autre.

Ces conclusions sont bien entendu spécifiques aux systèmes considérés, on peut cependant penser qu'elles pourraient être généralisées à d'autres systèmes.

Dans l'hypothèse d'un mouvement collectif il nous est à présent possible, sans grands efforts, de calculer les conditions d'équilibre du mode.

IV.1.2. Description de l'équilibre

Nous voulons comprendre l'évolution de la variance de la distribution d'isospin lorsque l'équilibre de charge est atteint. Dans ce cas le comportement à l'équilibre sera gouverné par l'énergie potentielle.

Nous avons vu au chapitre précédent, que, dans le cadre d'un modèle très simple de deux gouttes liquides au contact, l'énergie potentielle du système composite est représentée par une parabole dans le plan $E-Z$. Le problème à résoudre est donc celui d'un oscillateur harmonique couplé à un bain chaud. Le bain chaud est constitué par les degrés intrinsèques qui sont en état d'équilibre statistique à la température T .

Ce bain chaud va jouer un rôle sur les fluctuations de la variable collective considérée, ici le degré d'équilibre de charge. L'état dynamique de l'oscillateur harmonique est un mélange statistique représenté par l'opérateur densité

$$\rho = \frac{e^{-\frac{H}{kT}}}{\text{Tr } e^{-\frac{H}{kT}}} \quad \text{conformément à la loi de Boltzmann}$$

H est l'hamiltonien du système et k la constante de Boltzmann.

Si l'on pose $\mu = \frac{1}{kT}$ la fonction de partition $Z(\mu)$ s'écrit :

$$Z(\mu) = \text{Tr } e^{-\mu H}$$

et l'énergie E est donnée par $E = \langle H \rangle = - \frac{\partial}{\partial \mu} \ln Z$ (voir par exemple Messiah chapitre XII [MESS 58])

Dans la représentation où H est diagonal on a :

$$Z(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left[- \mu \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega \right] = e^{-\frac{1}{2} \mu \hbar \Omega} \sum_{n=0}^{\infty} (e^{-\mu \hbar \Omega})^n$$

d'où après sommation de la série géométrique du second membre

$$Z(\mu) = \frac{e^{-\frac{1}{2} \mu \hbar \Omega}}{1 - e^{-\mu \hbar \Omega}}.$$

L'énergie moyenne $\langle E \rangle = \text{Tr } \hat{\rho} \hat{H}$ se déduit alors de la fonction de partition. On a :

$$\ln Z = -\frac{1}{2} \mu \hbar \Omega - \ln (1 - e^{-\mu \hbar \Omega})$$

$$\langle E \rangle = - \frac{\partial \ln Z}{\partial \mu} = \frac{1}{2} \hbar \omega \coth \frac{\hbar \Omega}{2kT}$$

$$= \frac{1}{2} \hbar \Omega + \frac{\hbar \Omega}{e^{\frac{\hbar \Omega}{kT}} - 1}.$$

Dans l'état $|n\rangle$ l'oscillateur quantique a une énergie bien précise et constante dans le temps $E_n = (n + \frac{1}{2}) \hbar \Omega$.

On montre alors que les valeurs moyennes de Z sont données par

$$\langle n | Z^2 | n \rangle = \frac{E_n}{B \Omega^2} \quad \text{où } B \text{ est l'inertie du mode collectif.}$$

La variance $\sigma_Z^2(A)$ de la distribution en charge à masse fixée sera donc donnée par :

$$\sigma_{Z(A)}^2 = \langle Z^2 \rangle - \langle Z \rangle^2 = \frac{\langle E \rangle}{B \Omega^2} = \text{Tr } \hat{\rho} \hat{Z}^2 - (\text{Tr } \hat{\rho} \hat{Z})^2 = \frac{1}{B \Omega^2} \left[\frac{1}{2} \hbar \Omega + \frac{\hbar \Omega}{e^{\frac{\hbar \Omega}{T}} - 1} \right]$$

où $\hat{\rho}$ est l'opérateur densité, B l'inertie et Ω la fréquence du mode.

Ces deux dernières quantités sont reliées au coefficient de rigidité C par $C = B\Omega^2$.

Deux cas extrêmes sont intéressants car ils conduisent à des résultats simples :

a) L'énergie de phonon $\hbar\Omega$ est beaucoup plus petite que la température : $\hbar\Omega \ll 2T$.

L'énergie moyenne du mode collectif est donnée par :

$$\langle E \rangle = \text{Tr} \hat{\rho} \hat{H} = \frac{1}{2} \hbar\Omega \coth \frac{\hbar\Omega}{2T} \approx T$$

où H est l'hamiltonien collectif. La variance $\sigma_{Z(A)}^2$ se réduit à :

$$\sigma_{Z(A)}^2 = \frac{T}{C} . \quad (1)$$

On a alors affaire à des *fluctuations statistiques*. Ceci signifie que lorsque l'équilibre est atteint la largeur de la distribution en charge augmente comme $\sqrt{T}$, c'est-à-dire avec l'augmentation de perte d'énergie.

Ce résultat peut aussi être obtenu directement à partir d'une distribution de Boltzmann.

A l'équilibre la probabilité P(Z) d'obtenir une valeur de Z est donnée par

$$P(Z) \propto e^{-\frac{1}{2} C \frac{Z^2}{T}}$$

ce qui permet bien de retrouver l'équation (1).

b) L'énergie de phonon $\hbar\Omega$ est beaucoup plus grande que la température : $\hbar\Omega \gg 2T$.

Alors l'énergie moyenne est donnée par $\langle E \rangle = \frac{1}{2} \hbar\Omega$, l'oscillateur est dans son état fondamental et l'on observe seulement son mouvement de point zéro.

La variance $\sigma_{Z(A)}^2$ est donnée par :

$$\sigma_{Z(A)}^2 = \frac{\hbar\Omega}{2C} \quad (2)$$

la variance de la distribution isobarique est alors indépendante de la température, c'est-à-dire de la perte d'énergie. Dans ce cas les fluctuations sont de *type quantique*.

Dans les deux cas B et C ont été supposés constants ce qui n'est évidemment pas réaliste.

IV.2. APPROCHE DYNAMIQUE

Dans le paragraphe précédent, nous avons décrit une approche statique de l'équilibre de charge. Ce modèle simple n'avait pour but que de décrire les propriétés d'équilibre du mode d'isospin. Nous allons, à présent, développer un modèle dynamique nous permettant de décrire l'approche de cet équilibre. Ceci peut se faire à l'aide d'une équation de transport que l'on peut obtenir dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire. Cette équation de transport doit être à même de décrire les effets quantiques. Elle ne peut donc pas être purement classique. Ceci fera l'objet de la première partie. Dans la deuxième partie nous décrirons les applications que nous avons effectuées en utilisant cette équation de transport.

IV.2.1. Obtention d'une équation de transport quantique

Comme le phénomène d'équilibre de charge semble être de nature collective, nous allons décrire le transfert d'isospin comme l'évolution d'un mode collectif. Ce mode collectif n'est pas isolé mais couplé à un thermostat constitué par les degrés de liberté intrinsèques dont la température évolue au cours du temps.

a) Position du problème

Nous allons traiter le problème suivant : soit un système total isolé T . Nous allons le diviser en deux parties S et B . (Bien entendu, S et B ne sont pas isolés mais en interaction). S est le sous-système que nous voulons décrire explicitement et B celui que nous voulons décrire implicitement. Pour être plus précis, S sera l'ensemble des degrés de liberté collectifs et B sera l'ensemble des degrés de liberté internes constituant le bain chaud, notre but étant de décrire l'évolution du système total T (les deux noyaux) à l'aide d'un petit nombre de degrés de liberté collectifs (sous-système S). Dans une première étape nous allons rétablir l'équation de Nakajima-Zwanzig qui est une équation générale pour un opérateur de densité réduit au système S . Puis, dans une seconde étape, nous montrerons comment, en appliquant la théorie de la réponse linéaire nous avons obtenu une équation utilisable pour l'étude des réactions par ions lourds et plus particulièrement pour l'étude de l'équilibre de charge [HOFM 79].

b) L'équation de Nakajima-Zwanzig

Nous allons pour obtenir l'équation de transport suivre l'article de Haake [HAAK 73].

Supposons que le système total T puisse être décrit par un hamiltonien $\hat{H}$ que l'on peut séparer en trois parties :

$$\hat{H} = H_{\text{coll}} + H_{\text{intr}} + H_{\text{coupl}} \quad (1)$$

où H_{coll} ne dépend que des variables du système S

H_{intr} ne dépend que des variables du système B

H_{coupl} dépend à la fois des variables de S et de B.

Ce dernier terme correspond au couplage entre les systèmes S et B. Si ces deux systèmes n'avaient pas d'interaction entre eux on aurait $H_{\text{coupl}} = 0$. C'est H_{coupl} qui sera responsable d'un transfert d'énergie de S à B ; il est donc de première importance de ne pas le négliger.

On suppose que les opérateurs associés à S et B commutent entre eux.

Si $W(t)$ est la matrice densité qui décrit le système total on peut écrire l'équation de Von Neumann :

$$\dot{\hat{W}} = -i [\hat{H}, \hat{W}] = -i \hat{\mathcal{L}} \hat{W} \quad (\hbar=1) \quad (2)$$

$\hat{W}$ est l'opérateur densité du système total. Nous avons introduit dans (2) l'opérateur Liouvillien $\hat{\mathcal{L}}$ ($\hat{\mathcal{L}} \hat{A} = [\hat{H}, \hat{A}]$).

Le Liouvillien pour le système total, $\hat{\mathcal{L}}$, peut également se décomposer comme H en trois parties :

$$\hat{\mathcal{L}} = \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \quad (3)$$

Notre but est d'obtenir l'équation du mouvement pour l'opérateur de densité réduit $\hat{\rho}$:

$$\hat{\rho}(t) = \text{Tr}_B \hat{W}(t) \quad (4)$$

obtenu en prenant la trace dans le sous-système B de W. Cette opération revient à extraire de W la partie relative à S. $\rho(t)$ dépendra de l'état du système B.

Nous allons utiliser la méthode des projecteurs de Zwanzig pour obtenir l'équation donnant $\hat{\rho}$ [ZWAN 60].

Méthode des projecteurs de Zwanzig

Séparons W en deux parties :

$$\hat{W} = \hat{P} \hat{W} + (1 - \hat{P}) \hat{W} \quad (5)$$

P est un projecteur défini par

$$\hat{P} = \hat{B}_{\text{ref}} \text{Tr}_B \quad (6)$$

avec la condition supplémentaire

$$\text{Tr}_B \hat{B}_{\text{ref}} = 1 \quad (7)$$

B_{ref} est un état de référence, d'ailleurs pour le moment, non précisé, du système B . Cela peut être, par exemple la distribution canonique mais toute autre distribution peut aussi convenir. Nous pouvons vérifier que $\hat{P}$ est bien un projecteur. En effet, on a :

$$\hat{P}^2 = \hat{B}_{\text{ref}} \text{Tr}_B \hat{B}_{\text{ref}} \text{Tr}_B = \hat{P} \quad (8)$$

donc

$$\hat{P} \hat{W} = \hat{B}_{\text{ref}} \hat{P} . \quad (9)$$

L'action de $\hat{P}$ sur $\hat{W}$ consiste donc à projeter $\hat{W}$ sur le système S .

Remplaçons à présent dans l'équation (2) $\hat{W}$ par l'expression (5) et multiplions cette équation par $\hat{P}$ puis par $(1-\hat{P})$. Nous obtenons les deux équations :

$$\hat{P} \hat{W} = -i \hat{P} \mathcal{L} (\hat{P} \hat{W} + (1 - \hat{P}) \hat{W}) \quad (10)$$

$$(1-\hat{P}) \hat{W} = -i (1 - \hat{P}) \mathcal{L} (\hat{P} \hat{W} + (1 - \hat{P}) \hat{W}) . \quad (11)$$

L'équation (11) est une équation inhomogène du premier ordre que l'on peut réécrire sous la forme :

$$(1 - \hat{P}) \dot{\hat{W}} + i (1 - \hat{P}) \mathcal{L} (1 - \hat{P}) \hat{W} = -i (1 - \hat{P}) \mathcal{L} P \hat{W} . \quad (12)$$

On peut résoudre formellement cette équation en $(1 - \hat{P}) \hat{W}$ en ajoutant à la solution générale de l'équation sans second membre une solution particulière de l'équation avec second membre, on obtient alors :

$$(1 - \hat{P}) \hat{W} = \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}} t \right] (1 - \hat{P}) \hat{W}(0) - i \int_0^t dS \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} \right] (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}} \hat{P} W(t-S) . \quad (13)$$

Si l'on reporte $(1 - \hat{P}) \hat{W}$ dans (10) en utilisant (9) on obtient :

$$\hat{\rho} = -i \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}}^{\text{eff}} \hat{\rho} + \int_0^t dS \hat{K}(S) \hat{\rho}(t-S) + \hat{I}(t) \quad (14)$$

c'est l'équation de Nakajima-Zwanzig.

Les quantités entrant dans cette équation sont définies comme suit :

$$\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}}^{\text{eff}} = \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}} \hat{B}_{\text{ref}} = \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{B}_{\text{ref}} \quad (15)$$

(ceci car :

$$\text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}} = 0 \quad (16)$$

et

$$\text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} = \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} \text{Tr}_B \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \hat{K}(t) &= - \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}} \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}} t \right] (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}} \hat{B}_{\text{ref}} \\ &= - \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}} t \right] (1 - \hat{P}) (\hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}}) \hat{B}_{\text{ref}} \end{aligned} \quad (18)$$

Pour obtenir la dernière expression de (18) nous avons utilisé les équations (16) et (17) et le fait que

$$\text{Tr}_B \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}} t \right] (1 - \hat{P}) = 0 \quad (19)$$

et

$$\text{Tr}_B (1 - \hat{P}) = \text{Tr}_B - \text{Tr}_B \hat{B}_{\text{ref}} \text{Tr}_B = 0 \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \hat{I}(t) &= -i \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}} \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} \right] (1 - \hat{P}) \hat{W}(0) \\ &= -i \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[-i (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} \right] (1 - \hat{P}) \hat{W}(0) . \end{aligned} \quad (21)$$

L'équation de Nakajima-Zwanzig obtenue ci-dessus (eq.(14)) est obtenue à partir de l'équation de Von Neumann sans aucune approximation. Cette équation est encore réversible et, si l'on ne s'intéresse qu'au sous-système S elle est complètement équivalente à l'équation de Von Neumann. Bien entendu, une telle équation ne peut être utilisée directement et des simplifications doivent être effectuées avant d'obtenir une forme facilement applicable. C'est ce à quoi nous allons nous employer dans la prochaine section.

â) Equation de transport quantique : passage de l'équation de Nakajima-Zwanzig à l'équation de Hofmann-Siemmens [HOEM 76, HOEM 77, HOEM 79, HOEM 82]

Pour obtenir une forme de l'équation de Nakajima-Zwanzig qui soit pratiquement applicable tout en restant réaliste trois hypothèses seront nécessaires :

1) on suppose que l'opérateur densité associé au système total peut se factoriser en deux parties ne dépendant que de S ou de B :

$$\hat{a} : t = 0 \quad \hat{W}(0) = \hat{B}_{\text{ref}} \hat{\rho}(0) . \quad (22)$$

Dans le cas des réactions induites par ions lourds ceci n'est pas une approximation puisqu'au début de la réaction $H_{\text{coupl}} = 0$. Il est à noter que l'équation (22) implique :

$$(1 - \hat{P}) \hat{W}(0) = 0 \quad \text{soit} \quad \hat{I}(t) = 0. \quad (23)$$

2) Nous allons traiter le couplage H_{coupl} par la théorie des perturbations au second ordre. Ceci n'est possible que si ce couplage est faible. Or, dans les réactions dissipatives entre ions lourds ce couplage peut être fort. Néanmoins, cette situation peut toujours se ramener à une situation de couplage faible en renormalisant l'hamiltonien H_{intr} à chaque étape de la réaction. Cette procédure est possible lorsque le temps de relaxation τ_{int} associé aux degrés de liberté du thermostat B est plus court que celui associé aux mouvements collectifs τ_{coll} :

$$\tau_{\text{intr}} \ll \tau_{\text{coll}} .$$

Le système intrinsèque qui joue le rôle du thermostat B peut, à chaque étape de la réaction, être considéré comme étant en équilibre statistique. Par conséquent, on peut prendre pour $\hat{B}_{\text{ref}}$ une distribution d'équilibre. Si l'on prend une distribution canonique, on obtient une distribution de Boltzmann :

$$\hat{B}_{\text{ref}} = \hat{P}_0(H_0) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{H_0}{T}\right) \quad (24)$$

avec : $Z = \text{Tr}_B \hat{H}_O$ (voir Messiah p. 381) [MESS 58]. (25)

Comme $\hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}} = [\hat{H}_O]$ on a $\hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}} \hat{P}_O = 0$ car $\hat{H}_O$ commute avec $\exp(-\hat{H}_O/T)$ (26)

Dans ce cas l'expression de $K(t)$ se simplifie :

$$K(t) = - \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[- i (1 - \hat{P}) (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}}) t \right] (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_O \quad (27)$$

Si $\hat{H}_{\text{coupl}}$ est petit devant $\hat{H}_{\text{intr}}$ et $\hat{H}_{\text{coll}}$ on peut appliquer la théorie des perturbations au second ordre et comme

$$(1 - \hat{P}) (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) = (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) (1 - \hat{P}) \quad (28)$$

et que

$$\exp \left[- i (1 - \hat{P}) (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) t \right] (1 - \hat{P}) = \exp \left[- i (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) t \right] (1 - \hat{P}) \quad (29)$$

on obtient pour $\hat{K}(t)$:

$$\hat{K}(t) = - \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[- i (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) t \right] (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_O \quad (30)$$

L'équation maîtresse (14) devient donc après avoir appliqué la théorie des perturbations au deuxième ordre :

$$\hat{\rho} = - i \mathcal{L}_{\text{coll}}^{\text{eff}} \hat{\rho} - \int_0^t dS \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[- i (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) S \right] (1 - \hat{P}) \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_O \rho(t-S) \quad (31)$$

3) La troisième hypothèse que nous allons faire concerne la nature explicite du couplage.

Nous nous intéressons ici à la description de l'équilibre de charge qui est un mode harmonique. Bohr et Mottelson ont montré que, dans ce cas, le couplage est en $\hat{Q} \hat{F}(x_i)$ [BOHR 75] avec $\hat{F} = \frac{\partial \hat{V}}{\partial Q}(x_i)$ (en se restreignant à un seul degré de liberté collectif $\hat{Q}$), $\hat{F}(x_i)$ est le champ qui ne dépend que des variables intrinsèques x_i du thermostat.

On choisit $\hat{F}$ tel que $\langle \hat{F} \rangle_{\text{eq}} = 0$.

$$\langle \hat{F} \rangle_o = \text{Tr}_B \hat{P}_o \hat{F} = 0 \quad (33)$$

$$\hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} = (\hat{Q} - \hat{Q}_o) \frac{\partial V}{\partial Q_o} \quad \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} = \hat{Q} \hat{F} \quad \text{pour} \quad \hat{Q}_o = 0$$

$$\text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_o \hat{\rho} = 0 . \quad (34)$$

Ceci permet d'écrire l'équation (31) sous la forme :

$$\hat{\rho}_o = -i \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{\rho} - \int_0^t dS \text{Tr}_B \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[-i (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) S \right] (1 - \hat{P})$$

$$\hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_o \hat{\rho}(t-S) \quad (35)$$

Cette équation contient encore des effets de mémoire puisque la densité réduite au temps t est obtenue à partir des densités réduites au temps $t-S$.

Nous avons vu plus haut que

$$\tau_{\text{coll}} > \tau^* . \quad (36)$$

Les temps de relaxation liés aux variables intrinsèques sont très courts comparés au temps t pendant lequel on suit l'évolution des variables collectives. On peut donc remplacer

$$e^{-i \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} S} \rho(t-S) \quad \text{par} \quad \rho(t) . \quad (37)$$

Les effets de mémoire étant ainsi supprimés, cela revient à faire une approximation Markovienne. On peut donc étendre l'intégrale de l'équation (35) jusqu'à l'infini et la réécrire sous la forme :

$$\hat{\rho} = -i \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} \hat{\rho} - \int_0^\infty dS \text{Tr}_B \{ \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[-i (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) S \right] \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_o \}$$

$$\exp \left[-i \hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} S \right] \hat{\rho}(t-S) \} \quad (38)$$

L'équation est locale en temps et on obtient l'équation finale

$$\hat{\rho} = -i \left[\hat{H}_{\text{coll}}, \hat{\rho} \right] - \text{Tr}_B \left\{ \int_0^\infty dS \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \exp \left[-i (\hat{\mathcal{L}}_{\text{coll}} + \hat{\mathcal{L}}_{\text{intr}}) S \right] \hat{\mathcal{L}}_{\text{coupl}} \hat{P}_o \right\} \hat{\rho}(t)$$

(39)

c'est l'équation de base de la théorie d'Hofmann-Siemens [HOFM 77] .

Comme le couplage $\hat{H}_{\text{coupl}}$ est linéaire en $\hat{Q}$ on peut utiliser les outils de la réponse linéaire et réécrire (39) sous la forme

$$\begin{aligned} \hat{\rho} = & -i \left[\hat{H}_S, \hat{\rho} \right] - \left[\hat{Q}, \left[i \int_0^\infty dS \chi''(S) e^{-i \hat{H}_{\text{coll}} S} \hat{Q} e^{i \hat{H}_{\text{coll}} S}, \rho \right]_+ \right] \\ & - \left[\hat{Q}, \left[\int_0^\infty dS \psi(S) e^{-i \hat{H}_{\text{coll}} S} \hat{Q} e^{i \hat{H}_{\text{coll}} S}, \hat{\rho} \right] \right] \end{aligned} \quad (40)$$

$$\text{où : } [\hat{A}, \hat{B}] = \hat{A} \hat{B} - \hat{B} \hat{A}$$

$$[\hat{A}, \hat{B}]_+ = \hat{A} \hat{B} + \hat{B} \hat{A}$$

$$\text{et : } \chi''(S) = \frac{1}{2} \text{Tr} \hat{P}_0 \left[e^{+i \hat{H}_{\text{intr}} S} \hat{F} e^{-i \hat{H}_{\text{intr}} S} \hat{F} \right] \quad (41)$$

$$\psi(S) = \frac{1}{2} \text{Tr} \hat{P}_0 \left[e^{i \hat{H}_{\text{intr}} S} \hat{F} e^{-i \hat{H}_{\text{intr}} S}, \hat{F} \right]_+ \quad (42)$$

$\chi''(S)$ est la fonction de réponse et $\psi(S)$ la fonction de corrélation. Pour obtenir (40) on a utilisé :

$$\text{a) } \text{Tr}_B \left[\hat{A} \hat{a}, [\hat{B} \hat{b}, \hat{C} \hat{c}] \right] = \chi \left[\hat{A}, [\hat{B}, \hat{C}]_+ \right] + \psi \left[\hat{A}, [\hat{B}, \hat{C}] \right] \quad (43)$$

où A, B, C sont des opérateurs sur S et a b c des opérateurs sur B

$$\chi = \frac{1}{2} \text{Tr}_B [\hat{a}, \hat{b}] \hat{c}, \quad \psi = \frac{1}{2} \text{Tr}_B [\hat{a}, \hat{b}]_+ \hat{c}$$

$$\text{b) } e^{-i \hat{\mathcal{L}} t} \hat{\rho}(0) = \hat{\rho}(t)$$

ce qui n'est valable que si ρ ne dépend que de t.

$$\text{c) } e^{-i \hat{\mathcal{L}} t} \theta(0) = \theta(-t)$$

où θ est un opérateur sur S.

La fonction de réponse correspond à la trace sur les degrés intrinsèques de la matrice densité au temps $t=0$ multipliée par un commutateur du champ $\hat{F}$ dans la représentation d'interaction, $\chi''(t)$ et $\psi(t)$ sont complètement déterminés si ρ_{int} est défini. Ceci peut se faire en supposant qu'au temps $t=0$ le système interne est en équilibre thermique à la température T. On a donc :

$$\hat{P}_0 = \hat{\rho}_{\text{int}} = \frac{1}{Z(T)} e^{-\frac{\hat{H}_{\text{int}}}{T}}. \quad (\text{voir eq.(24) et (25)}) \quad (44)$$

On supposera donc dans la suite que le système ne sera étudié que pour les temps t supérieurs au temps de relaxation τ des degrés intrinsèques. τ cor-

respond au temps après lequel les fonctions de réponse et de corrélation ont décroiss jusqu'a zéro (typiquement $\tau \leq 10^{-22} \text{s}$).

L'équation (41) peut aussi s'écrire :

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = - \left[\hat{\rho}(t), H_{\text{coll}} \right] + \left[\left[\hat{\rho}(t), \hat{O}_r(t) \right], \hat{Q} \right] - i \left[\left[\hat{\rho}(t), \hat{O}_c(t) \right], \hat{Q} \right] \quad (45)$$

$$\text{avec : } \hat{O}_r(t) = \frac{i}{\hbar} \int_0^\infty \chi''(S) \hat{Q}^I(-S) dS \quad (46)$$

$$\hat{O}_c(t) = \frac{1}{\hbar} \int_0^\infty \psi(S) \hat{Q}^I(-S) dS \quad (47)$$

$\hat{O}_r$ et $\hat{O}_c$ représentent les forces effectives dans le mode collectif. Les modes qui nous intéressent ici peuvent être considérés comme harmoniques.

La valeur attendue de l'énergie de phonon du mode d'équilibre de charge est de l'ordre de 10 MeV ($78/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$). Ceci implique des temps de vibration de l'ordre de 10^{-22}s qui sont donc comparables au temps de décroissance de la fonction de réponse.

Pour le mouvement harmonique l'hamiltonien collectif peut s'écrire sous la forme :

$$\hat{H}_{\text{coll}} = \frac{\hat{P}^2}{2B} + \frac{B\Omega^2}{2} \hat{Q}^2 \quad (48)$$

$\hat{Q}$ est la variable collective et $\hat{P}$ son moment conjugué.

La dépendance en temps de l'opérateur $\hat{Q}^I(S)$ apparaissant dans les équations (46) et (47) s'écrit :

$$\hat{Q}^I(t) = \hat{Q} \cos \Omega t + \frac{\hat{P}}{B\Omega} \sin \Omega t .$$

En conséquence $\hat{O}_r$ et $\hat{O}_c$ deviennent indépendants du temps et peuvent s'exprimer en fonction des transformées de Fourier de la fonction de réponse et de la fonction de corrélation

$$\hat{O}_r = \frac{\chi'(\Omega)}{2\hbar} \hat{Q} - \frac{\chi''(\Omega)}{2\hbar} \frac{\hat{P}}{B\Omega} \quad (49a)$$

$$\hat{O}_c = \frac{S(\Omega)}{2\hbar} \hat{Q} - \frac{\hbar(\Omega)}{2\hbar} \frac{\hat{P}}{B\Omega} \quad (49b)$$

avec les notations suivantes :

$$\chi'(\Omega) = 2i \int_0^{\infty} dt \cos \Omega t \chi''(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\Omega t} \tilde{\chi}''(t)$$

$$\chi''(\Omega) = 2i \int_0^{\infty} dt \sin \Omega t \tilde{\chi}''(t)$$

$$S(\Omega) = 2 \int_0^{\infty} dt \cos \Omega t \psi(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\Omega t} \psi(t)$$

$$R(\Omega) = 2 \int_0^{\infty} dt \sin \Omega t \psi(t) .$$

On peut montrer que les fonctions $\chi'(\Omega)$ et $R(\Omega)$ représentent les forces réactives plutôt que les forces dissipatives représentées elles par $\chi''(\Omega)$ et $S(\Omega)$. Les forces conservatives étant prises en compte dans la définition de l'hamiltonien collectif, on peut omettre les termes proportionnels à $\chi'(\Omega)$ et $R(\Omega)$.

D'autre part les transformées de Fourier de la partie dissipative des fonctions de réponse et de corrélation sont reliées par le théorème de fluctuation dissipation :

"La transformée de Fourier de la fonction de corrélation est proportionnelle à la transformée de Fourier de la partie impaire de la fonction de réponse" [LAND 59, KADA 63]. Ce qui se traduit par :

$$\chi''(\Omega) = \tanh \frac{\hbar\Omega}{2T} S(\Omega) \quad (50)$$

T étant la température des degrés de liberté intrinsèques.

Si l'on définit le coefficient de friction $\gamma(\Omega)$ et le coefficient de diffusion $D(\Omega)$ par

$$\gamma(\Omega) = \frac{\chi''(\Omega)}{\hbar\Omega} \quad \text{et} \quad D(\Omega) = \frac{S(\Omega)}{2\hbar}$$

$$D(\Omega) = \gamma(\Omega) \frac{\hbar\Omega}{2} \coth \frac{\hbar\Omega}{2T} = \gamma(\Omega) T^*(\Omega) \quad (51)$$

C'est la relation d'Einstein généralisée :

La relation entre D et γ est valide seulement si on utilise une distribution canonique pour l'opérateur densité $\hat{\rho}_0$ des degrés intrinsèques. Pour un autre $\hat{\rho}_0$ toutes les équations établies jusqu'ici sont valables mais T^* aura une signification différente.

Donc pour $\hat{\rho}_0$ dans une distribution canonique la relation entre D et γ devient une équation d'Einstein généralisée avec une température T remplacée par

$T^* = \frac{\hbar\Omega}{2} \coth \frac{\hbar\Omega}{2T}$ (T^* est l'énergie moyenne de l'oscillateur couplé au bain chaud avec la température T). En conséquence l'équation pour l'opérateur de densité réduite s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = - [\hat{\rho}, \hat{H}_{\text{coll}}] - \gamma(\Omega) \left[\frac{(\hat{\rho} \hat{P} + \hat{P} \hat{\rho})}{2B}, \hat{Q} \right] - i \gamma(\Omega) T^*(\Omega) \left[[\hat{\rho}, \hat{Q}], \hat{Q} \right]. \quad (52)$$

La solution de cette équation peut être obtenue en prenant la transformée de Wigner de la matrice densité

$$\rho_W = \frac{1}{2\pi\hbar} \int ds e^{-\frac{iPs}{\hbar}} \left\langle Q + \frac{s}{2} \mid \hat{\rho}(t) \mid Q - \frac{s}{2} \right\rangle.$$

Cette transformation de Wigner appliquée à l'équation (52) donne :

$$\frac{\partial \rho_W}{\partial t} = \underbrace{-\frac{P}{B} \frac{\partial \rho_W}{\partial Q}}_{\text{force conservative}} + \underbrace{B\Omega^2 Q \frac{\partial \rho_W}{\partial P}}_{\text{friction}} + \underbrace{\gamma \frac{\partial}{\partial P} \left[\frac{P}{B} \rho_W \right]}_{\text{diffusion}} + \gamma T^* \frac{\partial^2}{\partial P^2} \rho_W. \quad (53)$$

Les différents termes de l'expression correspondent respectivement aux forces conservatives, de friction et de diffusion. Cette équation dans l'espace des phases est une équation de type Fokker-Planck qui exprime l'évolution d'une distribution dans l'espace de phase. Ceci est particulier à l'oscillateur harmonique et ne fait aucun appel à la limite classique.

La solution ρ_W de (53) peut être exprimée à l'aide d'un propagateur $K(Q, P; Q_0, P_0, t)$ défini par :

$$\rho_W(Q, P, t) = \int dQ_0 dP_0 K(Q, P; Q_0, P_0, t) \rho_W^0(Q_0, P_0).$$

Ce propagateur K satisfait à la même équation que $\rho_W(Q, P, t)$ mais avec les conditions initiales :

$$K(Q, P; Q_0, P_0, t) \xrightarrow[t=0]{} \delta(Q - Q_0) \delta(P - P_0).$$

En conséquence K est une gaussienne déterminée par ses premiers et seconds moments. Dans le cas où $\rho_W(Q_0, P_0, t=0)$ est aussi gaussienne la solution de (53) est une gaussienne dont les premiers et seconds moments en Q et P sont simplement les valeurs moyennes de Q et P

$$\langle P \rangle = \int dQ dP P \rho_W(Q, P, t)$$

$$\langle Q \rangle = \int dQ dP Q \rho_W(Q, P, t)$$

et les variances :

$$\chi = \frac{1}{2} \int dQdP (Q - \langle Q \rangle)^2 \rho_W(Q, P, t)$$

$$\psi = \frac{1}{2} \int dQdP (Q - \langle Q \rangle) (P - \langle P \rangle) \rho_W(Q, P, t)$$

$$\omega = \frac{1}{2} \int dQdP (P - \langle P \rangle)^2 \rho_W(Q, P, t) .$$

En reportant ces équations dans (53) et en intégrant par parties on a les systèmes d'équations suivants :

i) pour les premiers moments :

$$\frac{d \langle Q \rangle}{dt} = \frac{\langle P \rangle}{B} \quad (54a)$$

$$\frac{d \langle P \rangle}{dt} = - B \Omega^2 \langle Q \rangle - \gamma(\Omega) \frac{d \langle Q \rangle}{dt} \quad (54b)$$

qui sont les équations de Newton classiques avec terme de friction.

ii) pour les seconds moments :

$$\frac{d\chi}{dt} = \frac{2}{B} \psi \quad (55a)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\omega}{B} - B \Omega^2 \chi - \frac{\gamma}{B} \psi \quad (55b)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = - 2 B \Omega^2 \psi - \frac{2\gamma}{B} \omega + \gamma T^* . \quad (55c)$$

Ce sont les équations de la dynamique pour les fluctuations autour de $\langle Q \rangle$ et $\langle P \rangle$.

La solution à l'équilibre $\langle Q \rangle = 0$ $\langle P \rangle = 0$ entraîne :

$$\psi_{eq} = 0$$

$$\chi_{eq} = \frac{T^*}{2B\Omega^2}$$

$$\omega_{eq} = \frac{BT^*}{2}$$

Remarque importante :

Les solutions pour ω , χ , ψ peuvent être écrites comme la somme d'une distribution d'équilibre et d'une partie qui oscille et décroît jusqu'à zéro avec une constante de temps $\frac{B}{\gamma}$.

De même les valeurs moyennes de Q et P (premiers moments de $\rho_\omega(Q,P,t)$) tendent vers zéro avec une constante de temps $\frac{B}{2\gamma}$.

Donc, quand t tend vers l'infini, le propagateur tend vers la distribution d'équilibre de l'oscillateur

$$K(Q,P ; Q_0, P_0 t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{\Omega}{2\pi \sqrt{T^*}} \exp \left(-\frac{\frac{P^2}{2B} + \frac{\Omega^2 B Q^2}{2}}{T^*} \right) = \rho_{eq}(P,Q)$$

ce qui signifie que, quelle que soit la distribution initiale $\rho_W^0(Q_0, P_0)$, on obtient toujours la vraie distribution d'équilibre avec toutes ses implications quantiques.

Nous avons mentionné plus haut que l'équation (53) n'étant pas utilisable pour des temps très courts, la relaxation de $\rho_W(Q,P,t)$ n'est pas sensible aux détails de la distribution initiale. Il suffit donc de choisir une gaussienne pour $\rho_W^0(Q_0, P_0)$ tout en prenant garde de ne pas violer le principe d'incertitude ce qui en termes des largeurs introduites précédemment se traduira par :

$$\omega \chi - \psi^2 \geq \frac{\hbar^2}{16} \quad (56)$$

IV.2.2. Energie dissipée

Dans le cadre de la physique Newtonienne classique la formule de Rayleigh donne l'énergie dissipée :

$$\frac{dE_{class}}{dt} = -\gamma \left(\frac{P}{B}\right)^2.$$

Cette énergie classique $E_{class}(\langle Q \rangle, \langle P \rangle) = \frac{1}{2B} \langle P^2 \rangle_t + \frac{1}{2} B\Omega^2 \langle Q^2 \rangle_t$ est différente de l'énergie collective utilisée dans l'hamiltonien collectif :

$$E_{coll} = \langle H_{coll} \rangle_t = \frac{\langle P^2 \rangle}{2B} + \frac{1}{2} \langle B\Omega^2 Q^2 \rangle$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_{coll}}{dt} &= -\frac{2B\Omega^2}{2B} \langle PQ \rangle - \frac{2\gamma}{2B^2} \langle P^2 \rangle + \frac{2\gamma}{2B} T^* + \frac{B\Omega^2}{B} \langle PQ \rangle \\ &= -\frac{\gamma}{B^2} \langle P^2 \rangle + \frac{\gamma}{B} T^* \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dE_{\text{coll}}}{dt} &= - \frac{\gamma}{B^2} \left[2\omega + \langle P \rangle^2 \right] + \frac{\gamma T^*}{B} \\ \frac{dE_{\text{coll}}}{dt} &= - \frac{2\gamma}{B} \left[\frac{\langle P \rangle^2}{2B} + \frac{\omega}{B} - \frac{T^*}{2} \right] .\end{aligned}\quad (57)$$

IV.2.3. Modèle à deux dimensions [HOFM 79]

Nous présenterons maintenant une application simple de la théorie développée précédemment. Nous nous restreindrons à deux degrés collectifs : i) l'asymétrie de masse $x = (A_2 - A_1) / (A_1 + A_2)$ où A_1 et A_2 sont respectivement les masses du projectile et de la cible ; ii) le degré de liberté d'isospin $y = N_1 - Z_1$.

a) Choix des coefficients de transport

Ils sont de trois types potentiel, inertiel et de friction.

i) L'énergie potentielle du système composite est calculée à l'aide d'un modèle de goutte liquide. L'énergie potentielle pour un tel système peut s'écrire comme étant la somme : des énergies goutte liquide des deux noyaux, de l'énergie coulombienne, du potentiel nucléaire et de l'énergie centrifuge.

$$\mathcal{E} = E_{\text{LD}}(Z_1, A_1) + E_{\text{LD}}(Z_2, A_2) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + V_N(R) + \frac{\ell(\ell+1)}{2\mu R^2} \hbar^2 .$$

Comme nous l'avons dit précédemment (chapitre I) si :

$$x = \frac{A_2 - A_1}{A_1 + A_2} , \quad y = N_1 - Z_1 ; \quad A = A_1 + A_2 ; \quad Z = Z_1 + Z_2 .$$

On a :

$$A_1 = \frac{A}{2} (1-x) \quad A_2 = \frac{A}{2} (1+x)$$

$$Z_1 = \frac{1}{2} (A_1 - y) = \frac{1}{2} \left(\frac{A}{2} (1-x) - y \right)$$

$$Z_2 = - \frac{1}{2} (A + 2Z + y + A_2) = \frac{1}{2} (2Z - A_1 + y) .$$

Les différents termes du potentiel s'écrivent avec ces notations :

$$\text{Energie de volume} : \varepsilon_V = - a_V A$$

$$\text{Energie de surface} : \varepsilon_S = a_S (A_1^{2/3} + A_2^{2/3}) = a_S \left(\frac{A}{2} \right)^{2/3} ((1-x)^{2/3} + (1+x)^{2/3})$$

$$\text{Energie de coulomb} : \varepsilon_C = a_C \left(\frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} + \frac{Z_2^2}{A_2^{1/3}} \right)$$

$$\varepsilon_C = a_C \left[\left(\frac{2}{A}\right)^{1/3} (1-x)^{-1/3} \left(\frac{A}{2} (1-x) - y\right)^2 \frac{1}{4} + \left(\frac{2}{A}\right)^{1/3} (1+x)^{1/3} \left(2Z - \frac{A}{2} (1-x) + y\right)^2 \right]$$

$$\begin{aligned} \text{Energie de symétrie : } \varepsilon_{\text{sym}} &= \frac{1}{2} a_{\text{sym}} \left\{ \frac{(N_1 - Z_1)^2}{A_1} + \frac{(N_2 - Z_2)^2}{A_2} \right\} \\ &= \frac{1}{2} a_{\text{sym}} \left\{ \frac{2y^2}{A(1-x)} + \frac{2}{A} \frac{(A-2Z-y)^2}{1+x} \right\} \end{aligned}$$

Potentiel coulombien :

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_O (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} = \frac{1}{4} \frac{\left(\frac{A}{2} (1-x) - y\right) \left(2Z - \frac{A}{2} (1-x) + y\right)}{\left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} [(1-x)^{1/3} + (1+x)^{1/3}]} \frac{e^2}{r_O}$$

$$\begin{aligned} V_C &= \frac{1}{4} \left(\frac{2}{A}\right)^{1/3} \left\{ \frac{A}{2} (2Z - \frac{A}{2}) + x A(-Z + \frac{A}{2}) + y (A - 2Z) \right. \\ &\quad \left. - Axy - y^2 + x^2 \left(\frac{1}{9} \frac{A}{2} (2Z - \frac{A}{2}) - \frac{A^2}{4}\right) \right\} \frac{e^2}{r_O} \end{aligned}$$

Potentiel nucléaire :

$$V_N = -30 \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \exp \left[- .27 (r_O - \bar{r})^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \right]$$

et comme

$$A_1^{1/3} A_2^{1/3} = \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} (1-x)^{1/3} (1+x)^{1/3}$$

$$A_1^{1/3} + A_2^{1/3} = \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} ((1-x)^{1/3} + (1+x)^{1/3})$$

$$V_N = -30 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} \frac{(1-x)^{1/3} (1+x)^{1/3}}{(1-x)^{1/3} + (1+x)^{1/3}} \exp \left[- .27 (r_O - \bar{r})^2 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} ((1-x)^{1/3} + (1+x)^{1/3}) \right]$$

$$\text{Energie centrifuge : } E_{\text{centr}} = \frac{\ell(\ell+1) \hbar^2}{r_O^2} \frac{1}{2A} \left(\frac{2}{A}\right)^{2/3} \left(1 + \frac{11}{9} x^2\right)$$

car

$$\frac{\ell(\ell+1) \hbar^2}{2B R^2} = \frac{\ell(\ell+1) \hbar^2}{2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} r_O^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2}$$

Nous voyons donc que ce potentiel sera quadratique en y . Pour le mode en x , si l'on restreint le mouvement en x et y à être un mouvement harmonique, on peut développer le potentiel au deuxième ordre en x autour de sa valeur minimum. C'est ce que nous avons fait dans un premier temps [HOFM 79] en vue de l'application au calcul des variances des distributions isobariques obtenues dans l'étude du système Kr + Mo [BERL 79], système quasi-symétrique pour lequel cette approximation harmonique globale peut être considérée comme valable ; ($x = 0,034$ pour Kr + ^{92}Mo , $x = 0,067$ pour Kr + ^{98}Mo). Cette approximation revient en définitive à faire une hypothèse d'approximation harmonique globale, c'est-à-dire que l'on assimile le potentiel $V = f(x)$ à un oscillateur harmonique ce qui est effectivement justifié dans le cas des faibles asymétries de masse au point d'injection.

Dans ce cas les termes d'énergie potentielle peuvent s'écrire :

1) Energie de surface : $\epsilon_s = a_s \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} ((1-x)^{2/3} + (1+x)^{2/3})$

$$\epsilon_s = 2 a_s \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} \left(1 - \frac{1}{9} x^2\right) .$$

2) Energie coulombienne :

$$\begin{aligned} \epsilon_C = \frac{1}{4} \left(\frac{2}{A}\right)^{2/3} \{ & \frac{A^2}{4} + (2Z - \frac{A}{2})^2 + x \left[-\frac{5A^2}{12} + (2Z - \frac{A}{2}) \left(\frac{7A}{6} - \frac{2}{3}Z\right) \right] \\ & + x^2 \left(\frac{7}{18}A^2 + \frac{4}{9}(2Z - \frac{A}{2})(Z-A)\right) + 2y^2 \\ & + xy \left(2A - \frac{4Z}{3}\right) + 2(2Z - A)y \} . \end{aligned}$$

3) Energie de symétrie :

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{sym}} = \frac{a_{\text{sym}}}{A} \{ & (A - 2Z)^2 - x(A - 2Z)^2 - 2y(A - 2Z) + x^2(A - 2Z)^2 + 2y^2 \\ & + 2xy(A - 2Z) \} . \end{aligned}$$

4) Potentiel coulombien :

$$\begin{aligned} V_C = \frac{1}{8} \left(\frac{2}{A}\right)^{1/2} \{ & \frac{A}{2}(2Z - \frac{A}{2}) + xA(-Z + \frac{A}{2}) + y(A - 2Z) - Axy - y^2 \\ & + x^2 \left(\frac{1}{9}\frac{A}{2}(2Z - \frac{A}{2}) - \frac{A^2}{4}\right) \frac{e^2}{r_0} . \end{aligned}$$

5) Potentiel nucléaire :

$$V_N = - 15 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3} e^{-.27 (r_0 - \bar{r})^2 / 4 \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3}} \left\{ 1 - \frac{2}{9} x^2 + \frac{2}{9} .27 (r_0 - \bar{r})^2 / 4 \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} x^2 \right\}$$

6) Energie centrifuge :

$$\varepsilon_{\text{cent}} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{r_0^2} \frac{1}{2A} \left(\frac{2}{A}\right)^{2/3} \left(1 + \frac{11}{9} x^2\right) .$$

On impose donc que le mouvement soit harmonique en x et en y mais le tenseur de rigidité ne sera cependant pas diagonal. On aura donc les coefficients :

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{pmatrix}$$

avec

$$C_x = \frac{\partial V}{\partial x} \quad C_y = \frac{\partial V}{\partial y} \quad C_{xx} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \quad C_{yy} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \quad C_{xy} = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} .$$

Le terme non diagonal C_{xy} étant responsable du couplage entre les modes x et y.

Dans toutes les applications qui suivront, les calculs seront faits pour une seule valeur du moment angulaire (correspondant à une valeur proche du ℓ_{max}), les effets dus à la variation du moment angulaire étant en effet négligeables dans notre cas.

ii) Le tenseur d'inertie est supposé diagonal avec des éléments diagonaux constants :

$$B_{ij} = \begin{pmatrix} B_{xx} & 0 \\ 0 & B_{yy} \end{pmatrix} .$$

Ils sont déterminés par l'énergie de phonon $\hbar\Omega_i$ pour le mode i en utilisant la relation $C_{ii} = B_{ii} \Omega_i^2$.

Choix des énergies de phonon

Pour le mode en x nous avons pris $\hbar\Omega_x = 1$ MeV qui est la valeur utilisée par Nix [NIX 69] pour le processus de fission.

Pour le mode en y, il semble naturel de relier le mode d'isospin à la composante longitudinale de la résonance géante dipolaire du système composite.

L'énergie $\hbar\Omega$ de ce mode serait alors inversement proportionnelle à la somme des rayons des deux partenaires du système composite supposés sphériques

$$\hbar\Omega = \frac{78}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \text{ (MeV)} .$$

Cependant, excepté pour quelques systèmes, cette valeur est trop grande si on la compare à celle déduite des expériences. Cette formule semi-empirique ne tient en effet pas compte de l'existence d'un col entre les partenaires du système composite.

La présence de ce col influe considérablement sur l'énergie de phonon à tel point que cette dernière peut beaucoup s'abaisser dans l'étape ultime de la scission. D'autre part Moretto et al. [MORE 80] ont suggéré que la résonance E_1 n'était peut être pas la seule excitée mais que des multipoles plus élevés pourraient être aussi impliqués. Cauvin a étudié l'influence de ce col sur le paramètre d'inertie [CAUV 80] et a déterminé la valeur de l'énergie de phonon en fonction du rayon du col et de la force de rappel C_Z de l'oscillateur harmonique

$$V(A, Z) = \frac{1}{2} C_Z (Z_1 - Z_{01})^2 + \text{cste}$$

où Z_1 est le numéro atomique du fragment léger et Z_{01} le numéro atomique correspondant à la minimisation à masse constante du potentiel $V(A_1, Z_1)$.

L'énergie de phonon est alors $\hbar\Omega = \alpha \sqrt{C_Z R}$.

En l'absence de toute information sur l'évolution dynamique du col, nous avons pris une valeur constante pour l'énergie de phonon du mode d'isospin et utilisé pour la calculer la paramétrisation due à Grégoire [GREG 82]. Pour obtenir cette paramétrisation il a utilisé un certain nombre de systèmes étudiés expérimentalement par différents auteurs et cherché à reproduire certaines caractéristiques liées à l'équilibration de charge, tout en préservant la hiérarchie des temps de relaxation. (Relaxation du mode en x plus lente que la relaxation du mode en énergie, elle même plus lente que la relaxation du mode en y).

L'énergie de phonon E_y a été écrite à partir de celle de la résonance géante dipolaire pour un noyau sphérique, soit :

$$E_y \text{ (MeV)} = \frac{41}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \sqrt{1 + 2,7 K}$$

K a été déterminé en étudiant différents systèmes pour lesquels les données expérimentales sont connues. Kr + Mo [BERL 79], Cu + Au [PETE 75], Fe + Ho, Fe + U, Fe + Fe [BREU 79], Ar + Ni [CAUV 80], Ca + Ca [DOUB 78], Ar + Ho [GREG 82], Xe + Au [KRAT 81].

Le résultat de la paramétrisation donne :

$$K = .85 - 20.5 \psi + 78. \psi^2 - 85.4 \psi^3$$

où ψ est un paramètre d'asymétrie

$$\psi = \frac{A_2^{1/3} - A_1^{1/3}}{A_2^{1/3} + A_1^{1/3}} \eta$$

et η est un paramètre de fissilité semblable à celui utilisé par Ngô [NGÔ 80]

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^3} .$$

On peut remarquer que E_y est grand pour les systèmes symétriques mais que, pour les systèmes très lourds et dissymétriques cette paramétrisation donne une valeur faible pour l'énergie de phonon du mode d'isospin.

iii) Le tenseur de friction est aussi pris diagonal et constant

$$\gamma_{ij} = \begin{pmatrix} \gamma_{xx} & 0 \\ 0 & \gamma_{yy} \end{pmatrix} .$$

La valeur de ces coefficients est déterminée à partir des temps de relaxation des deux modes x et y et en utilisant la relation

$$\tau_i = \frac{2 B_{ii}}{\gamma_{ii}} .$$

Le temps de relaxation du mode x est pris $\sim 10^{-20}$ s et celui du mode en y $\sim 10^{-22}$ s.

En définitive les équations pour les seconds moments (55 à 55c) s'écrivent si l'on pose $m = \frac{1}{B}$:

$$\frac{d\omega_{xx}}{dt} = - 2 C_{xx} \psi_x^x - C_{xy} \psi_x^y - C_{xy} \psi_y^x - 2 \gamma_{xx} m^{xx} \omega_{xx} + \gamma_{xx} T^*$$

$$\frac{d\omega_{yy}}{dt} = - 2 C_{yy} \psi_y^y - C_{xy} \psi_y^x - C_{xy} \psi_x^y - 2 \gamma_{yy} m^{yy} \omega_{yy} + \gamma_{yy} T^*$$

$$\frac{d\omega_{xy}}{dt} = - C_{xx} \psi_y^x - C_{yy} \psi_x^y - C_{xy} \psi_x^x - C_{xy} \psi_y^y - \gamma_{xx} m^{xx} \omega_{xy} - \gamma_{yy} m^{yy} \omega_{yx}$$

$$\frac{d\psi_x^x}{dt} = m^{xx} \omega_{xx} - C_{xx} \chi_x^x - C_{xy} \chi_x^y - \gamma_{xx} m^{xx} \psi_x^x$$

$$\frac{d\psi_y^y}{dt} = m^{yy} \omega_{yy} - C_{yy} \chi_y^y - C_{xy} \chi_x^y - \gamma_{yy} m^{yy} \psi_y^y$$

$$\frac{d\psi_x^y}{dt} = m^{yy} \omega_x^y - C_{xx} \chi_x^y - C_{xy} \chi_y^y - \gamma_{xx} m^{xx} \psi_x^y$$

$$\frac{d\psi_y^x}{dt} = m^{xx} \omega_x^y - C_{yy} \chi_x^y - C_{xy} \chi_x^x - \gamma_{yy} m^{yy} \psi_y^y$$

$$\frac{d\chi_x^x}{dt} = 2 m^{xx} \psi_x^x$$

$$\frac{d\chi_y^y}{dt} = 2 m^{yy} \psi_y^y$$

$$\frac{d\chi_x^y}{dt} = m^{xx} \psi_x^y + m^{yy} \psi_y^x .$$

Si l'on admet l'approximation harmonique globale (développement au second ordre en x les coefficients C_{ii} s'écrivent pour l'onde s

$$C_x = \frac{\partial V}{\partial x} = \left\{ - A^2 + \frac{8}{3} AZ - \frac{4}{3} Z^2 \right\} a_C + \frac{a_{\text{sym}}}{A} \left\{ - (A - 2Z)^2 \right\} + \frac{1}{8} \frac{e^2}{r_0} \left(\frac{2}{A} \right)^{1/3} A \left(\frac{A}{2} - Z \right)$$

$$C_y = \frac{\partial V}{\partial y} = a_C \left\{ 2 (2Z - A) \right\} - \frac{a_{\text{sym}}}{A} (2(A - 2Z)) + \frac{1}{8} \left(\frac{2}{A} \right)^{1/3} \frac{e^2}{r_0} (A - 2Z)$$

$$\frac{1}{2} C_{xx}^0 = - \frac{2}{9} a_S \left(\frac{A}{2} \right)^{2/3} + a_C \left\{ \frac{11}{18} A^2 - \frac{10}{9} AZ + \frac{8}{9} Z^2 \right\}$$

$$+ \frac{a_{\text{sym}}}{A} (A - 2Z)^2 + \frac{1}{8} \left(\frac{2}{A} \right)^{1/3} \frac{e^2}{r_0} A \left(Z - \frac{A}{2} \right)$$

$$+ 15 \left(\frac{A}{2} \right)^{1/3} \exp \left\{ - .27 (r_0 - \bar{r})^2 \right\} \frac{2}{9} \left(1 - .27 (r_0 - \bar{r})^2 \right) \left(\frac{A}{2} \right)^{2/3}$$

$$\frac{1}{2} C_{yy}^0 = 2 a_C - \frac{1}{8} \left(\frac{2}{A}\right)^{1/3} \frac{e^2}{r_0} + \frac{2 a_{\text{sym}}}{A}$$

$$C_{xy}^0 = a_C \left(2A - \frac{4Z}{3}\right) + \frac{a_{\text{sym}}}{A} 2(A-2Z) - \frac{1}{8} \left(\frac{2}{A}\right)^{1/3} \frac{e^2}{r_0} A .$$

L'énergie centrifuge étant :

$$E_{\text{centr}} = \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{r_0^2} \frac{1}{2A} \left(\frac{2}{A}\right)^{2/3} \left(1 + \frac{11}{9} x^2\right)$$

les coefficients C_{xx} pour les autres ondes s'écrivent :

$$\frac{1}{2} C_{xx} = \frac{1}{2} C_{xx}^0 + \frac{1}{2A} \left(\frac{2}{A}\right)^{2/3} \frac{11}{9} \frac{(\ell(\ell+1)\hbar^2)}{r_0^2} \quad C_{ij} = C_{ij}^0 \quad \forall i,j \mid (i,j) \neq (x,x)$$

Dans l'application faite par Hofmann et coll. [HOFM 79] aux réactions Kr + Mo et Xe + Au, l'approximation harmonique globale a été utilisée. Si cette approximation paraît tout à fait justifiée pour l'étude du système presque symétrique Kr + $^{92,98}\text{Mo}$ ($x=0.037$ ou $x=0.067$), elle pourrait être plus critiquable pour Xe + Au ($x = .198$). Nous avons donc repris ces calculs en faisant une approximation harmonique locale, c'est-à-dire en calculant numériquement les dérivées C_{ii} en chaque point. Nous montrerons que les résultats obtenus ne sont pas fondamentalement différents et que, pour les systèmes étudiés ici, le choix des conditions initiales a une importance beaucoup plus grande.

b) Paramétrisation du transfert d'énergie

Nous avons négligé le couplage au mouvement relatif et supposé qu'un système composite est formé dont nous pouvons suivre l'évolution dynamique en utilisant les équations établies précédemment [HOFM 79]. Le seul effet du mouvement relatif que nous avons pris en compte est l'augmentation de l'énergie d'excitation du système intrinsèque due à la perte d'énergie dans le mouvement relatif. Pour cela le transfert d'énergie du mouvement relatif aux degrés intrinsèques a été paramétrisé par une loi exponentielle avec un temps de relaxation correspondant τ_E de $3 \times 10^{-22} \text{s}$

$$E_{\text{diss}} = E_{\text{diss}}^{\text{max}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_E}\right)\right)$$

$E_{\text{diss}}^{\text{max}}$ est la perte d'énergie maximum pour le mouvement relatif. Elle est déterminée de telle sorte que la somme de $E_{\text{diss}}^{\text{max}}$ plus la perte d'énergie dans les modes x et y (donnée par l'équation 57) reproduise la perte d'énergie expérimentale.

Cette paramétrisation a été choisie par similitude avec le comportement de la perte d'énergie en fonction de l'angle centre de masse. Elle n'est qu'approximative et sans doute peu justifiée pour les faibles pertes d'énergie. C'est pour quoi nous comparerons plus loin nos données avec un modèle qui tient compte explicitement du mouvement relatif des deux ions [GREG 81].

c) Choix des conditions initiales

Nous avons vu précédemment que la solution de l'équation de Fokker Planck (équation (53)) est une gaussienne. Nous ne savons pas précisément ce qu'est la distribution initiale. Nous ne connaissons donc pas les valeurs initiales exactes des fluctuations en P_i , Q_i et des termes croisés ω_{ij} , χ_{ij} et ψ_{ij} . Les relations de commutation canoniques étant vérifiées pour x , y et les moments conjugués px et py , on doit simplement satisfaire les relations d'incertitude d'Heisenberg, ici :

$$\chi\omega - \psi^2 \geq \frac{\hbar^2}{16}.$$

Le système a donc une extension en phase au point de départ du traitement. En prenant $\psi \equiv 0$, χ et ω sont alors libres et déterminent la valeur de σ_Z à énergie d'excitation nulle.

La dispersion dans l'espace des moments est à l'origine d'une dissipation d'énergie (termes en $\frac{\gamma\omega}{B}$) et donc d'une variation rapide des largeurs. Même dans le cas d'un traitement classique où la dissipation d'énergie s'écrit simplement

$$\frac{dE_{\text{diss}}}{dt} = -\gamma_{xx} \dot{x}^2 - \gamma_{yy} \dot{y}^2$$

l'extension en phase à $t=0$ est importante car elle détermine la largeur en x et y à $E^* = 0$ et donc la largeur en A et Z . On montrera en appendice que le passage des coordonnées x , y aux coordonnées A , Z conserve la fonction gaussienne.

d) Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux

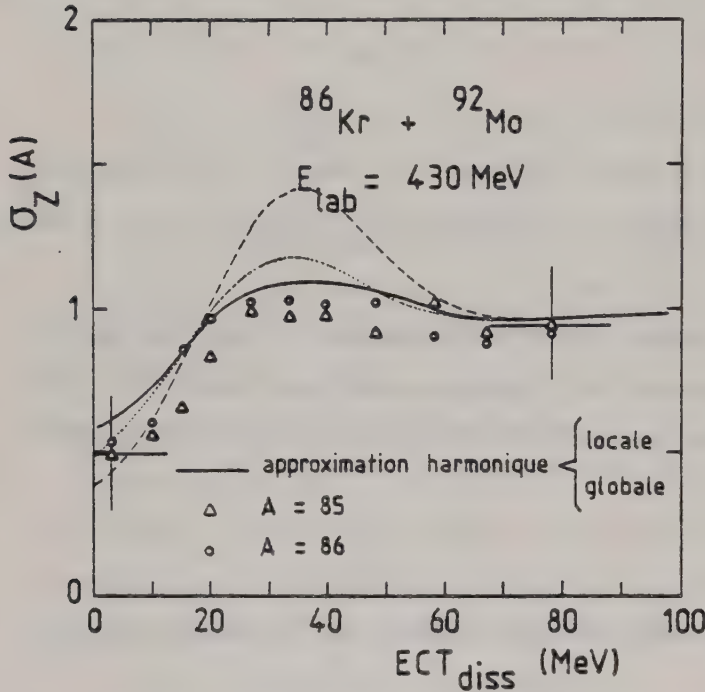
1. Système Kr + Mo

Sur la Figure (IV.1) sont portés les écarts type calculés σ_Z pour $A=86$ en fonction de l'énergie d'excitation E^* pour le système $\text{Kr} + {}^{92}\text{Mo}$ à 430 MeV [BERL 79]. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs des coefficients χ et ω . A une valeur de χ_{yy} petite (faible variance en Z) correspond une large extension dans l'espace des moments ω_{yy} (respect des relations d'incertitude $\chi\omega \geq \frac{\hbar^2}{16}$) et la dynamique se révèle alors violente. L'amplitude au-dessus de la valeur d'équilibre est d'autant plus grande que ω_{yy} est plus grand. Tous ces calculs ont été faits avec l'approximation harmonique globale. Avec l'approximation harmonique locale, c'est-à-dire si l'on calcule les dérivées numériquement en chaque point on obtient des résultats similaires (Figure (IV.1)). L'asymétrie en masse étant très faible pour ce système presque symétrique, il est normal que les deux approximations donnent des résultats presque identiques. Les résultats expérimentaux semblent indiquer la présence d'un plateau pour des énergies

d'excitation supérieures à 40 MeV, il semble que l'on soit en présence d'effets quantiques et la perte d'énergie a été calculée en tenant compte de ceux-ci

$$\frac{dE_{coll}}{dt} = - \frac{2\gamma}{B} \left[\frac{\langle P \rangle^2}{2B} + \frac{\Omega}{B} - \frac{T^*}{2} \right] \quad (eq.(57))$$

$$= - \gamma_{xx} \dot{x}^2 - \gamma_{yy} \dot{y}^2 - 2 \frac{\gamma_{xx} \omega_{xx}}{B_x^2} - 2 \frac{\gamma_{yy} \omega_{yy}}{B_y^2} + \frac{\gamma_{xx} T_x^*}{B_x} + \gamma_{yy} \frac{T_y^*}{B_y}$$



Nous voyons donc que les résultats expérimentaux peuvent être raisonnablement reproduits et ce quelle que soit l'approximation utilisée. Ces résultats expérimentaux seraient en accord avec un écart type σ_z^A déjà relativement important à $t=0$. Il faut cependant signaler qu'aucune correction liée à la résolution en masse n'a été apportée aux résultats expérimentaux. Nous montrerons par la suite l'importance considérable que peuvent avoir ces différentes corrections.

Fig.(IV.1) - Ecart type $\sigma_z(A)$ en fonction de la perte d'énergie dans la réaction ^{86}Kr (430 MeV + ^{92}Mo). Les points expérimentaux pour $A=85, 86$ sont comparés aux résultats des calculs faits en utilisant différents couples $\chi\omega$ et l'approximation harmonique globale. Avec le couple $\chi\omega$ qui donne la courbe en traits pleins (valeur de ω_{yy} petite) l'approximation harmonique locale donne des résultats équivalents à ceux de l'approximation globale.

2. Etude du système Xe + Au

L'avantage majeur des résultats pour ce système est que nous avons pu, moyennant certaines hypothèses (Chapitre II) reconstruire les distributions primaires.

Sur la Figure (IV.2) sont portés, outre les résultats expérimentaux des écarts types à masse fixée ($A = 195$ à 200), les simulations obtenues en utilisant :

- l'approximation harmonique globale,
- l'approximation harmonique locale.

Les différentes courbes correspondent à différentes conditions initiales (couples χ, ω différents). Les courbes marquées stat 1 et stat 2 sont calculées en supposant des fluctuations statistiques mais en partant d'un paquet d'ondes quantique (respectivement même couple χ, ω que quant 1 et quant 2), nous voyons donc que, si l'ap-

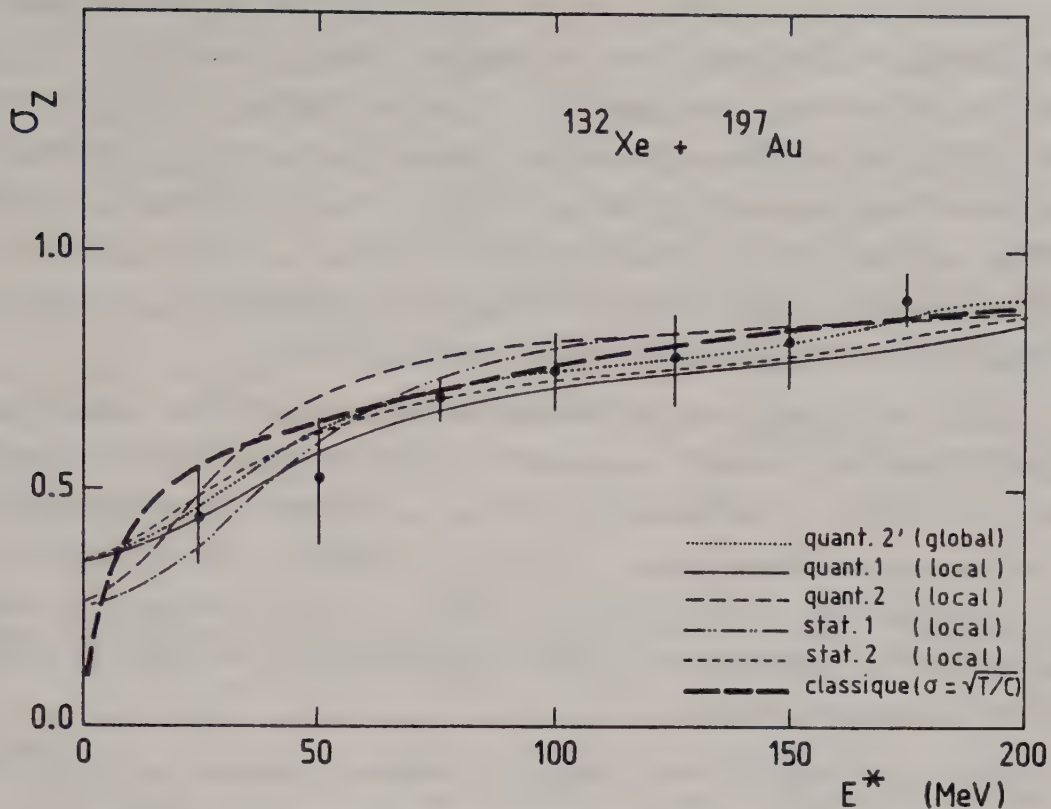


Fig.(IV.2) - Ecart type $\sigma_Z(A)$ en fonction de l'énergie d'excitation dans la réaction ^{132}Xe (890 MeV) + ^{197}Au . Les points expérimentaux pour des masses 195 à 200 sont comparés aux résultats des calculs utilisant l'approximation harmonique globale et locale ; dans ce dernier cas différentes préparations du système ont été utilisées (voir tableau IV.1).

proximation harmonique locale est intrinsèquement plus rigoureuse, les résultats obtenus avec l'approximation globale ne sont pas fondamentalement différents des précédents. Les résultats expérimentaux semblent indiquer que nous avons affaire à des fluctuations statistiques, la variance à masse fixée augmentant régulièrement avec l'énergie d'excitation. Si, en accord avec Moretto, on utilisait pour l'énergie de phonon pour le mode d'isospin $\hbar\Omega \sim 78/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = 7,2$ MeV dans le domaine d'énergie d'excitation considéré on aurait $\hbar\Omega/T \sim 4-8 \gg 1$ ($T \sim \sqrt{8E/(A_1 + A_2)}$) et donc la résonance géante serait principalement dans son état fondamental. Le second moment de la distribution de charge serait donné par $\sigma_Z^2 = \hbar\Omega/2C \sim 1,35$ ce qui est très supérieur aux données expérimentales. Ce désaccord pourrait être atténué si l'on supposait que l'inertie associée au mode E_1 du double noyau est considérablement augmentée par rapport à un noyau sphérique normal. Souvenons nous que Updegraff et Onley [UPDE 71] ont trouvé que l'énergie de vibration dipolaire de ^{238}U dans la photofission diminue lorsque la déformation augmente, et peut être au moins quatre fois plus petite pour deux sphères en contact au moment de la scission. Si un processus semblable se produit ici on n'a plus $\hbar\Omega \gg T$ pour le mouvement de point zéro. Comme d'autre part Moretto et al. [MORE 75] ont suggéré que la résonance géante

excitée au début de la collision est amortie et évolue rapidement vers des états plus compliqués, on s'attend, dans le domaine d'énergie considérée à trouver une distribution statistique classique où $\sigma_Z^2 = \frac{T}{C}$. La courbe $\sigma = \sqrt{T/C}$ est tracée sur la Figure (IV.2) et semble en bon accord avec les résultats expérimentaux pour des énergies d'excitation supérieures à 30 MeV. Pour les premiers calculs [HOFM 79] nous avons pris une énergie de phonon $\hbar\Omega_y = 3$ MeV. Si l'on utilise la paramétrisation de C. Grégoire [GREG 82] on trouve pour ce système $\hbar\Omega_y \sim 4$ MeV ; c'est cette valeur qui a été utilisée pour le calcul des courbes.

Les différentes préparations du système satisfaisant aux conditions de Heisenberg et donnant un accord "raisonnable" entre la variance en Z à masse fixée calculée et la valeur expérimentale et cela, que l'on prenne la version "quantique" ou la version "statistique", on peut se demander s'il n'existerait pas une approche plus réaliste du problème qui permettrait, non seulement de trancher entre les deux hypothèses statistique et quantique, mais aussi de reproduire les différents résultats expérimentaux.

Le calcul précédent permet d'obtenir à chaque instant t et donc pour chaque énergie d'excitation: a) les valeurs moyennes en masse et en charge ; b) les valeurs de x, px, y, py ; c) les valeurs des coefficients de la matrice :

$$\begin{bmatrix} \chi^{xx} & \chi^{xy} & \psi_x^x & \psi_y^x \\ & \chi^{yy} & \psi_x^y & \psi_y^y \\ & & \omega_{xx} & \omega_{xy} \\ & & & \omega_{yy} \end{bmatrix}$$

La transformation de cette matrice en la matrice correspondante en A et Z donne donc accès, à chaque instant, aux valeurs moyennes et aux largeurs des gaussiennes en masse et charge (Appendice). On peut donc, en principe, en utilisant une méthode de Monte-Carlo reconstituer la distribution masse-charge correspondante. On trouvera dans [GREG 82] toutes les indications concernant le problème du tirage au sort sur une multigaussienne. Nous pouvons donc reconstruire une distribution masse-charge évoluant au cours du temps en fonction de la perte d'énergie ou de l'énergie d'excitation. Si, à chaque instant, cette distribution A-Z a un écart type à masse fixée et des variances globales en masse et en charge proches des valeurs mesurées expérimentalement, nous pourrions dire que la distribution reconstruite à l'aide de la méthode de Monte-Carlo est représentative de la distribution vraie.

Reconstruction de la multigaussienne

Les sections efficaces différentielles $d^3\sigma/dEdAdZ$ sont donc reconstruites à l'aide d'un programme de Monte-Carlo. A chaque énergie d'excitation on construit une multigaussienne en prenant pour les gaussiennes en masse et charge les valeurs moyennes et les χ_{AA} , χ_{ZZ} (soit σ_A , σ_Z) obtenus par le programme précédent. Si l'on veut que la distribution globale A-Z soit représentative de la distribution vraie, il semble réaliste de prendre comme conditions initiales pour χ_{AA} , χ_{ZZ} , ω_{AA} , ω_{ZZ} les valeurs extrapolées des valeurs expérimentales de σ_A^2 et σ_Z^2 ce qui conduit au tableau IV.1 pour χ_{xx} , χ_{yy} , ω_{xx} , ω_{yy} et χ_{xy} . La valeur expérimentale de la variance isobarique σ_Z^2 obtenue à $t=0$ provoque l'introduction d'un terme de couplage χ_{AZ} . ψ est pris égal à zéro dans tout ce calcul.

Tableau IV.1

Conditions initiales utilisées dans l'application du modèle d'Hofmann [HOFM 79] aux différentes réactions étudiées

Système	χ_{xx}	χ_{yy}	ω_{xx}	ω_{yy}	ω_{xy}
Xe + Au	$0,4435 \times 10^{-4}$	0,4705	14,0	$0,5739 \times 10^{-3}$	$- 0,447 \times 10^{-2}$
Pb + Ge	$0,63 \times 10^{-5}$	$0,2 \times 10^{-2}$	43,0	0,15	1×10^{-6}
Kr + Au	$0,13 \times 10^{-4}$	$0,15 \times 10^{-3}$	60,0	0,2	1×10^{-6}

En résumé, prenant comme conditions initiales les valeurs de χ_{xx} , ω_{xx} , χ_{yy} , ω_{yy} et χ_{xy} obtenues à partir des valeurs expérimentales de σ_Z , σ_A et σ_Z à masse fixée c'est-à-dire de χ_{AA} , χ_{AZ} , ω_{AA} , ω_{ZZ} et χ_{ZZ} et en vérifiant que les relations d'incertitude de Heisenberg sont bien satisfaites, on peut :

- 1) reproduire les σ_Z à masse fixée en fonction de l'énergie d'excitation ;
- 2) partant des valeurs obtenues pour les valeurs moyennes et les largeurs des gaussiennes en masse-charge, reconstruire les distributions A-Z à chaque énergie d'excitation.

Les distributions obtenues sont représentées sur la Figure (IV.3a) pour trois énergies d'excitation différentes. On voit que, lorsque E^* augmente, les distributions en masse et en charge s'élargissent tout en gardant à peu près la même pente, ce qui tend à prouver que l'équilibre est atteint très rapidement. La courbe obtenue pour l'écart type à masse fixée reproduit bien les résultats expérimentaux (Figure (IV.4)).

Fig.(IV.3) - Distribution A-Z simulée par Monte-Carlo d'après les résultats utilisant le modèle d'Hofmann pour différentes énergies d'excitation. a) Distribution primaire ; b) Distribution après évaporation de neutrons ; c) Distribution tenant compte de la résolution en masse ; d) distribution tenant compte de la résolution en charge.

De même l'accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées pour les variances globales en masse et charge (obtenues à partir des distributions reconstruites) est satisfaisant (Figure(IV.5)).

Il semble donc que les distributions des produits formés au cours de la réaction et leur évolution au cours du temps soient bien reproduites. Il ne faut cependant pas oublier que les distributions mesurées sont différentes des distributions primaires et que l'accès à ces distributions primaires est généralement difficile. Les principaux facteurs qui modifient les distributions primaires sont l'évaporation due à la désexcitation des produits primaires et la résolution expérimentale en énergie masse et charge.

Partant des distributions primaires simulées nous avons donc étudié l'influence :

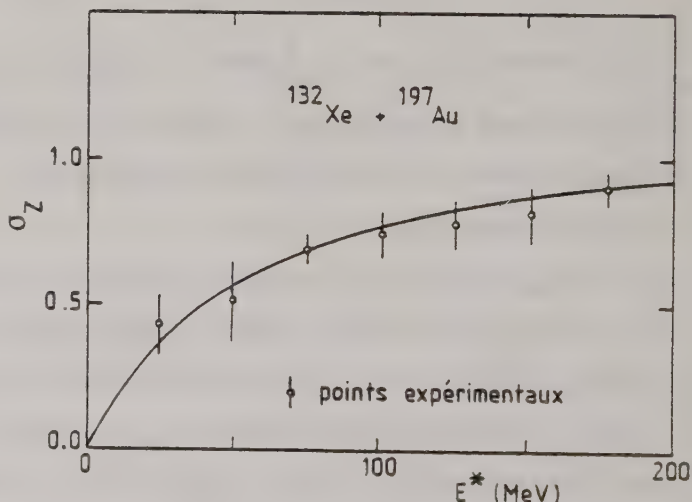
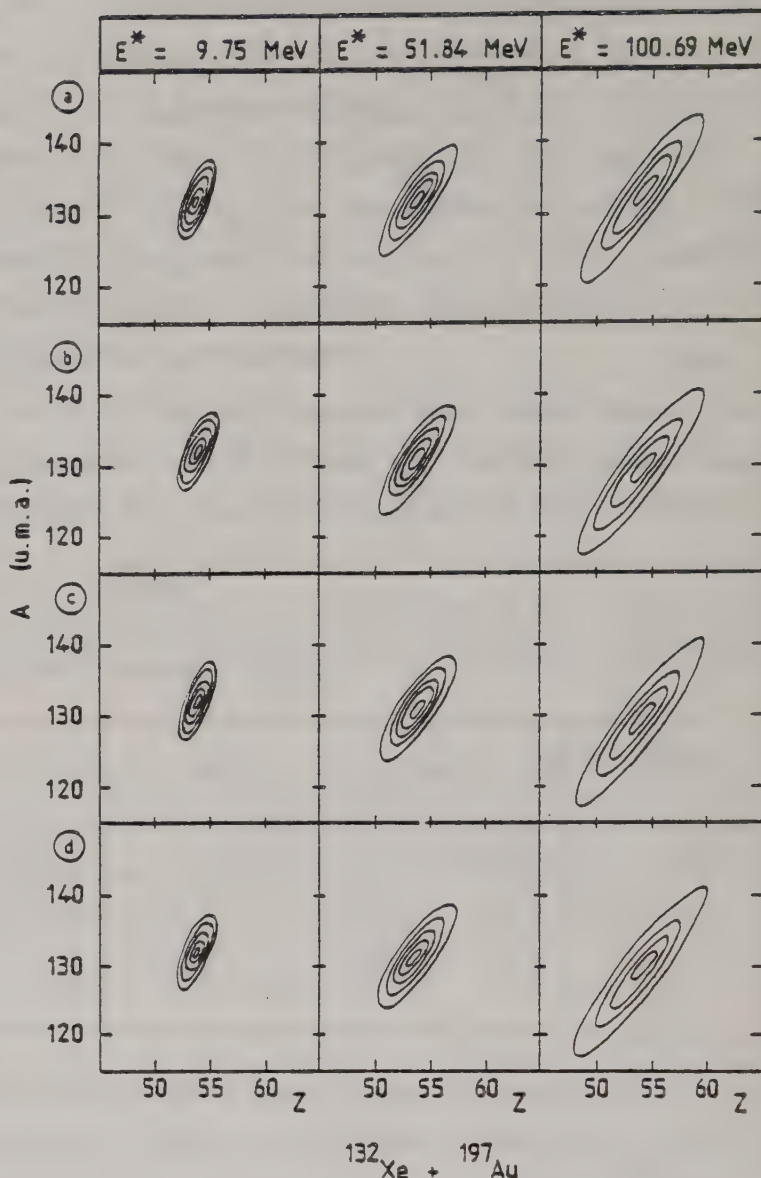
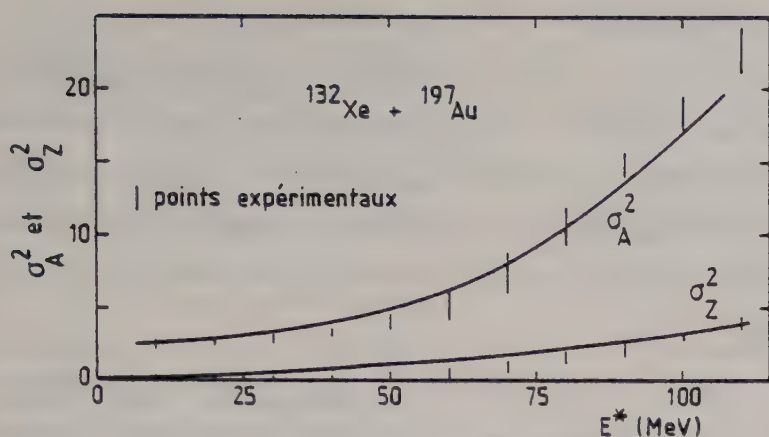


Fig.(IV.4) - Comparaison des écarts types mesurés et calculés à l'aide du modèle d'Hofmann pour la réaction Xe + Au.



i) de l'évaporation et de la largeur en énergie d'excitation ;

ii) de la résolution en masse et en charge.

Fig. (IV.5) - Comparaison des variances σ_A^2 et σ_Z^2 calculées et mesurées en fonction de l'énergie d'excitation pour la réaction Xe + Au.

i) Influence de l'évaporation

Nous avons montré précédemment (Chapitre III) qu'il y avait uniquement évaporation de neutrons pour les systèmes étudiés dans ce travail. Si l'on admet 10 MeV de perte d'énergie par neutrons (et 8 MeV pour les γ en fin de cascade) on peut construire une distribution secondaire à partir de la distribution primaire. L'énergie d'excitation est partagée entre les deux fragments proportionnellement à leurs masses. Pour chaque événement primaire dont on connaît la masse A_0 , la charge Z_0 et l'énergie d'excitation on peut calculer la masse A_1 et la charge Z_1 secondaires (ici $Z_1 = Z_0$) et faire un bilan en énergie après évaporation. Nous avons supposé une distribution maxwellienne pour le spectre en énergie. La distribution secondaire A_1 , Z_0 après évaporation est, pour le système Xe + Au, représentée sur la Figure (IV.3b).

ii) Influence de la résolution en masse et en charge

Connaissant les valeurs A_1 , Z_0 pour chaque événement et la résolution en masse expérimentale on peut, toujours à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo, obtenir la distribution A_2 , Z_0 obtenue en tenant compte de cette résolution en masse expérimentale (Figure (IV.3c)). On pourra de même passer des distributions A_2 , Z_0 aux distributions A_2 , Z_1 en considérant la résolution en charge (Figure (IV.3d)).

Les Figures (IV.3d) représentent donc les distributions secondaires aux trois énergies d'excitation considérées. Les résolutions en masse et en charge étant très bonnes dans le cas de l'expérience Xe + Au puisque chaque isotope a été déterminé individuellement, les distributions finales A_2 , Z_1 pour une énergie d'excitation donnée ne sont pas très différentes des distributions primaires A_0 , Z_0 pour la même énergie d'excitation.

3. Etude des systèmes Pb + Ge et Kr + Au

Dans le cas des réactions Kr + Au et Pb + Ge nous n'avons pour le moment pas reconstruit les distributions primaires. Nous sommes donc tentés de répéter le processus précédent en sens inverse, c'est-à-dire que nous voudrions créer, par simulation de Monte Carlo, une distribution primaire qui, après évaporation et correction des effets de résolution en masse et en charge, reproduirait les distributions secondaires mesurées.

Nous n'avons, au départ, accès qu'aux valeurs de σ_A^2 , σ_Z^2 et σ_Z à masse fixée secondaires. Une étude de l'influence des différents paramètres (largeur en énergie, résolution en masse et en charge) sur la largeur des distributions a donc été entreprise.

L'influence de l'évaporation de neutrons, de la largeur en énergie d'excitation, des résolutions en masse et charge sur les largeurs des distributions est représentée Figure (IV.6 et IV.7). Compte tenu des résolutions expérimentales les valeurs de σ_Z^2 global sont peu modifiées, les valeurs de σ_A^2 un peu plus et les valeurs des variances à masse fixée changent considérablement comme on peut le voir sur les Figures (IV.6) et (IV.7).

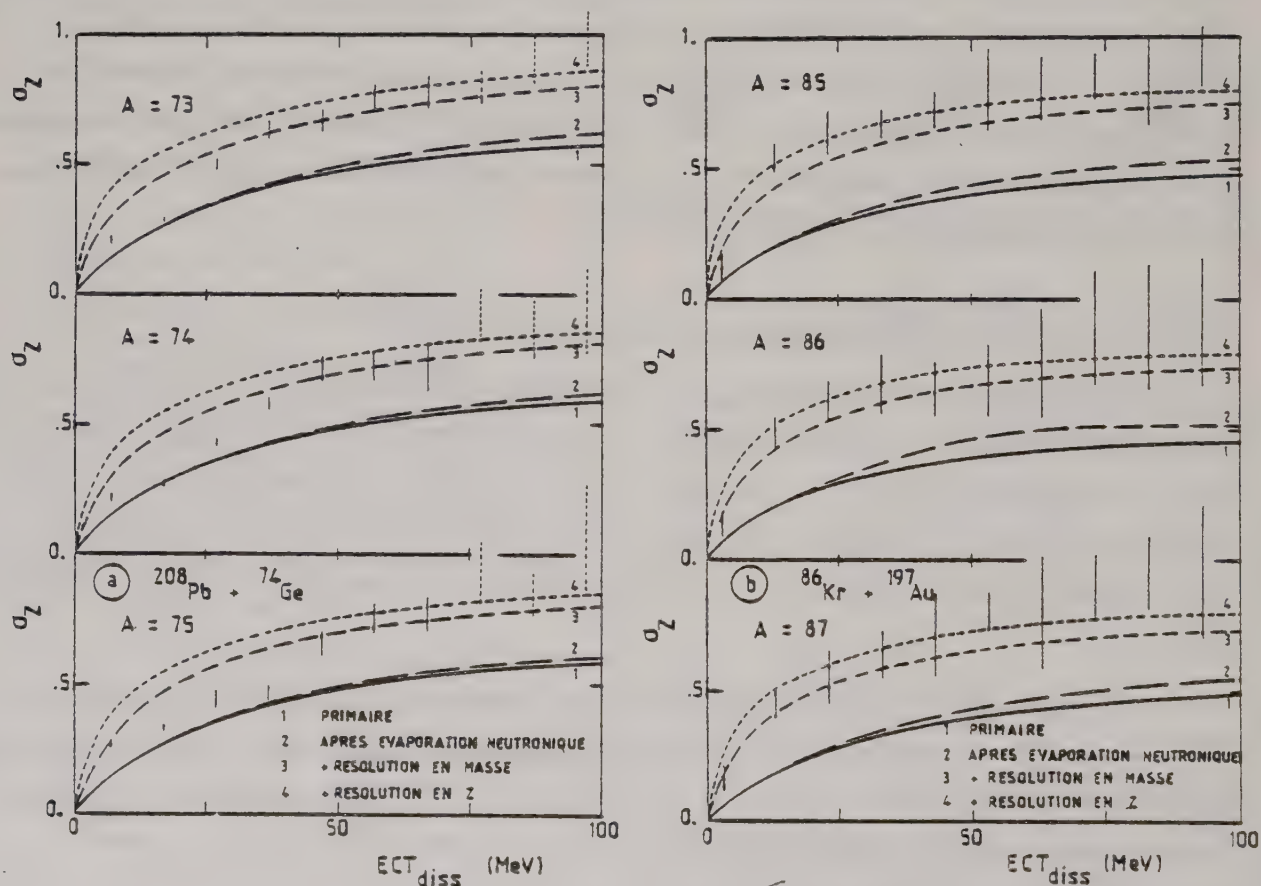


Fig. (IV.6) - Influences de l'évaporation, de la résolution en masse et en charge sur les valeurs de l'écart type calculées pour trois masses : a) Pb + Ge ; b) Kr + Au.

Fig.(IV.7) - Comparaison des variances σ_A^2 et σ_Z^2 calculées et mesurées en fonction de l'énergie pour a) Pb + Ge ; b) Kr + Au. Les courbes 1 et 4 ont la même signification que sur les Figures (IV.6).

La résolution en masse semblant jouer un rôle considérable sur la largeur des distributions isobariques, nous avons fait une étude en fonction de l'importance de la résolution en masse de l'évolution de ces largeurs. Les résultats sont portés sur la Figure (IV.8.1a) en fonction de l'énergie d'excitation pour des résolutions en masse allant jusqu'à 5 % et sur la Figure (IV.8.1b) pour des résolutions en masse allant jusqu'à 10 % et pour une énergie d'excitation de 50 MeV. Ces courbes montrent le rôle considérable de la résolution expérimentale sur les résultats obtenus pour les variances des distributions isobariques.

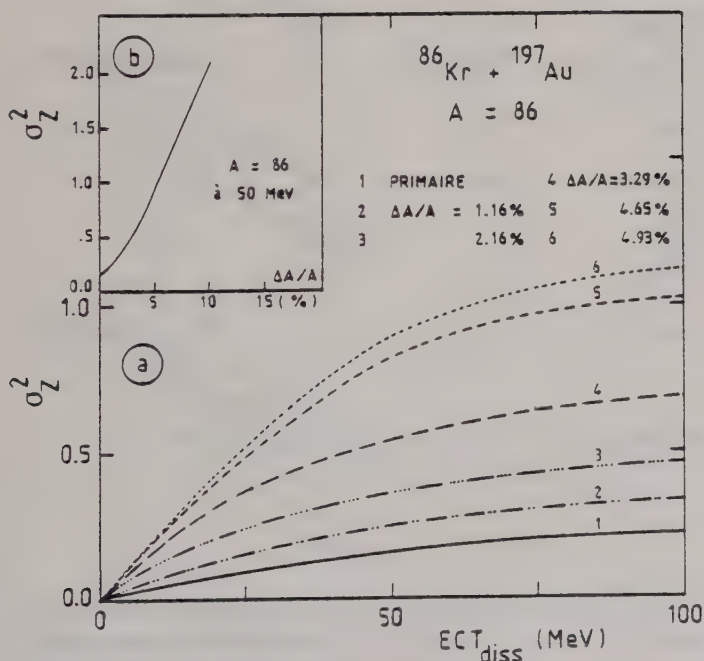
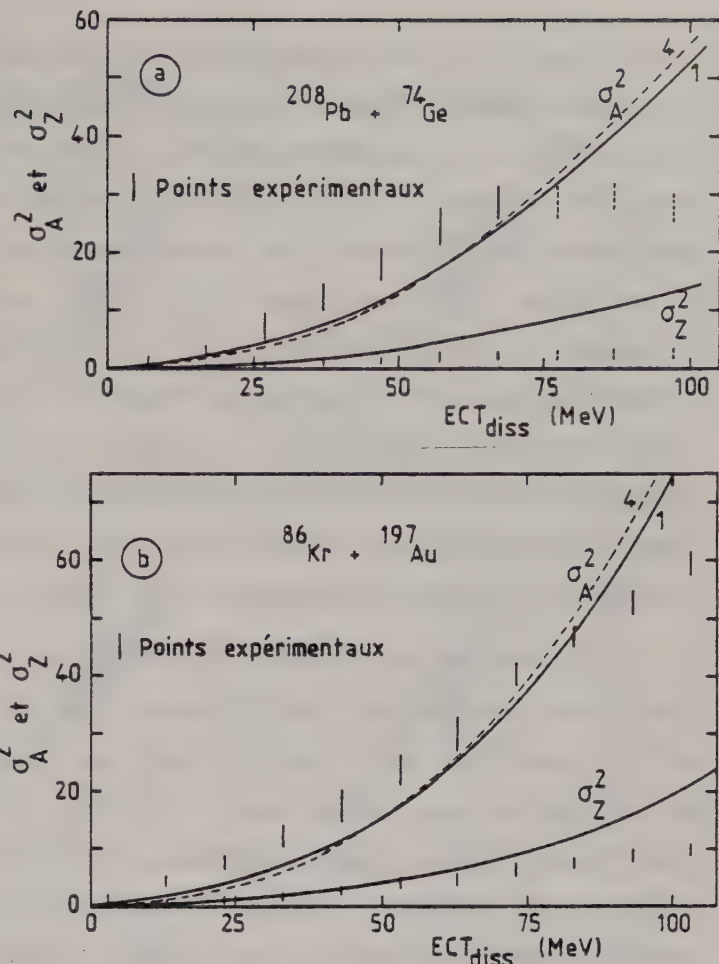


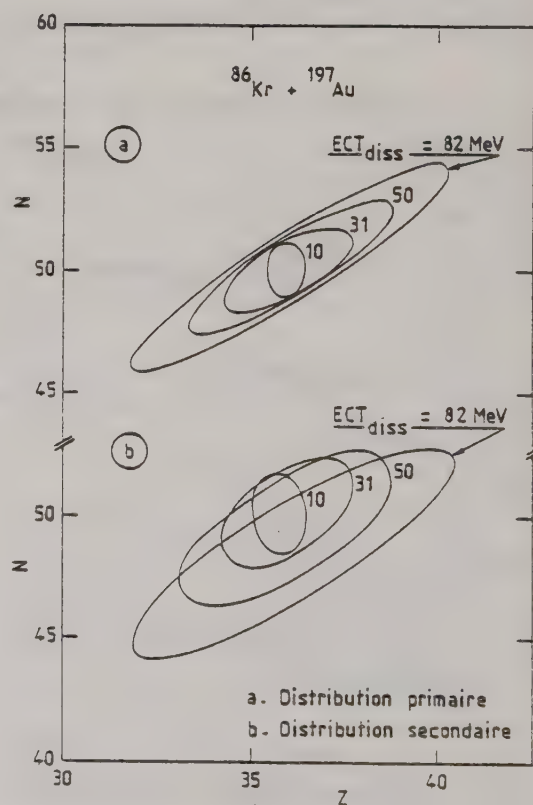
Fig.(IV.8.1) - Influence de la résolution en masse sur les variances isobariques : a) en fonction de l'énergie d'excitation ; b) coupe de la figure a à $E^* = 50$ MeV.

Pour obtenir une valeur de σ_A^2 primaire nous avons appliqué le rapport entre les courbes 1 et 4 de la Figure (IV.7) aux valeurs extrapolées des valeurs expérimentales. Quant au couplage entre les masses et les charges (coefficient χ_{AZ}) nous avons considéré qu'il était très faible à faible énergie d'excitation et nous avons donc pris une valeur très faible pour la variance à masse fixée à $t=0$. En prenant donc les valeurs indiquées dans

le tableau IV.1 on obtient pour Pb + Ge une distribution primaire indiquée en 1 sur la Figure (IV.6a). Si l'on tient compte de l'évaporation des neutrons, de la résolution en masse et de la résolution en charge on obtient respectivement les courbes 2, 3, 4. La distribution secondaire calculée reproduit raisonnablement les distributions expérimentales calculées pour $M=73, 74, 75$. D'autre part, on voit sur la Figure (IV.7) que les variances des distributions globales en masse et charge calculées ont le même ordre de grandeur que celles des distributions mesurées aux basses énergies d'excitation. Cependant les variances calculées sont beaucoup plus grandes que les valeurs expérimentales aux grandes énergies d'excitation ; les variances des distributions isobariques calculées sont trop grandes aux faibles énergies d'excitation et la pente en fonction de l'énergie d'excitation semble trop faible.

Le même processus a été appliqué à l'étude du système Kr + Au. Les valeurs initiales données aux coefficients χ et ω sont indiquées dans le tableau IV.1 et les résultats sont reportés sur les Figures (IV.6b) et (IV.7b). Les variances des distributions isobariques calculées pour $M = 85, 86, 87$ reproduisent correctement les valeurs expérimentales. Les variances des distributions globales sont encore trop faibles à grande énergie d'excitation mais ne sont cependant pas fondamentalement différentes des valeurs expérimentales. La Figure (IV.8.2) représente l'évolution d'une distribution primaire en fonction de la perte d'énergie et la distribution secondaire correspondante ayant subi l'influence des résolutions expérimentales et de l'évaporation de neutrons. Les représentations bidimensionnelles A_Z Figures ((IV.9) et (IV.10)) peuvent donc être considérées comme représentatives des distributions primaires (a) et secondaires (d).

Fig.(IV.8.2) - a) Evolution d'une distribution primaire en fonction de la perte d'énergie. b) Evolution d'une distribution secondaire en fonction de la perte d'énergie.



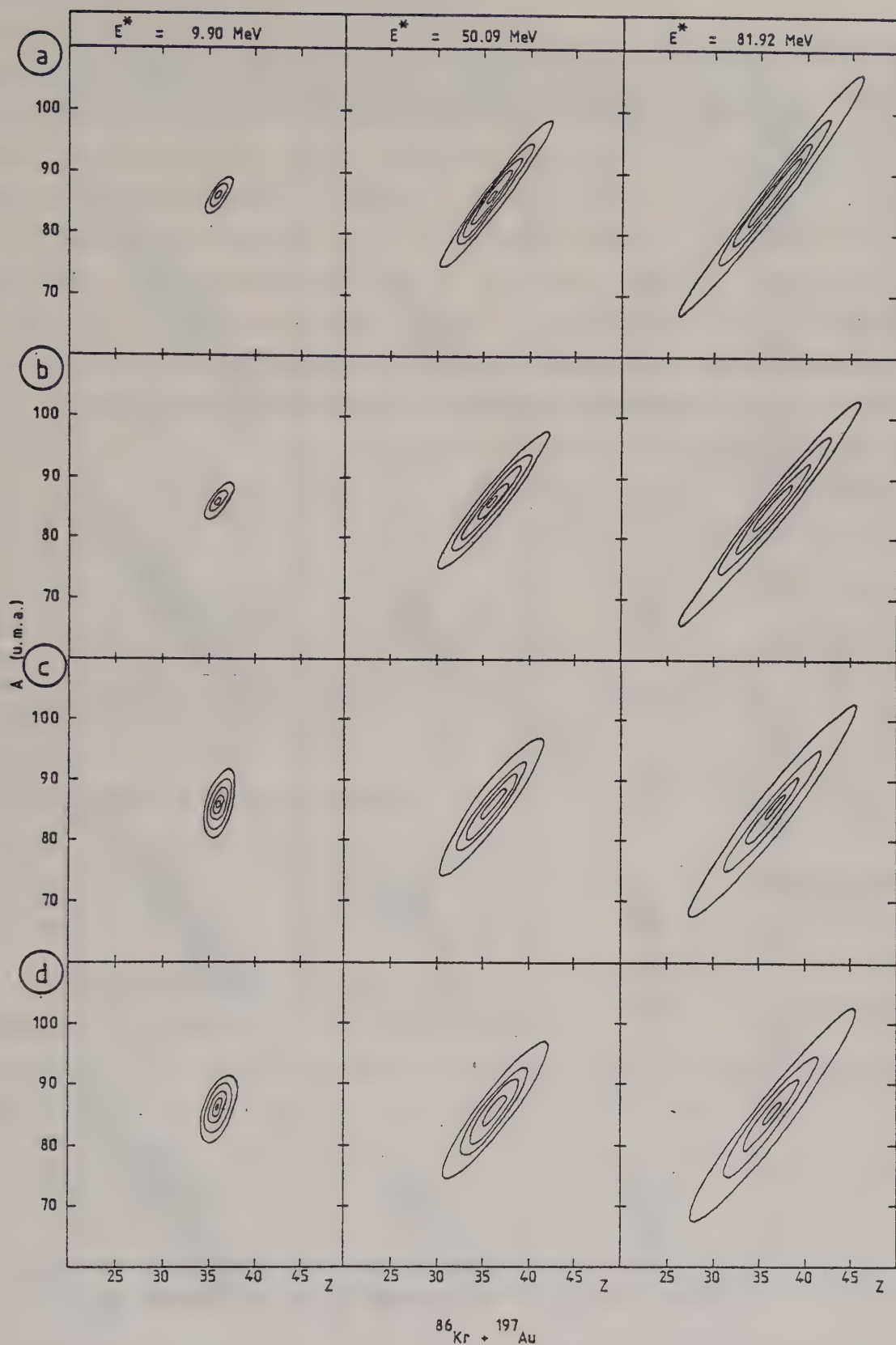


Fig. (IV.9) - Distribution A-Z simulée par Monte-Carlo d'après les résultats utilisant le modèle d'Hofmann pour différentes énergies d'excitation (système Kr + Au). a) distribution primaire ; b) distribution après évaporation de neutrons ; c) distribution tenant compte de la résolution en masse ; d) distribution tenant compte de la résolution en charge.

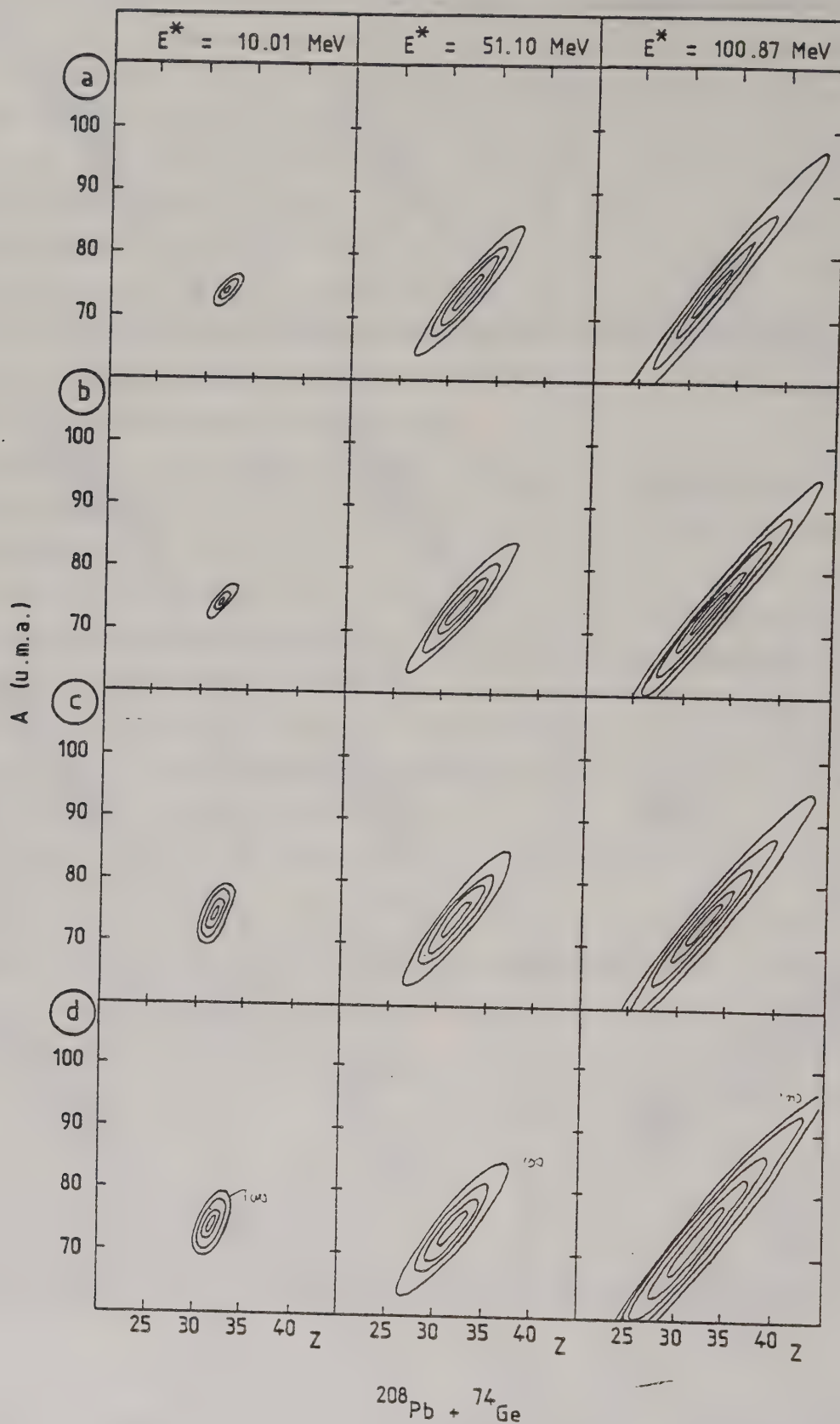


Fig. (IV.10) - Même légende que Figure (IV.9) mais pour le système $\text{Pb} + \text{Ge}$

Etude de la corrélation neutron proton

Les coefficients de corrélation $\rho(A,Z)$ calculés et expérimentaux sont reportés Figure (IV.11) en fonction de l'énergie d'excitation pour les deux systèmes Pb + Ge et Kr + Au. On voit que l'influence des résolutions se fait surtout sentir à faible énergie d'excitation. En effet dans les premiers temps de la réaction où la diffusion n'a pas encore eu lieu, tout élargissement dû à la résolution entraîne, si la résolution n'est pas identique selon les deux voies masse et charge, une rotation de la distribution A-Z. La corrélation neutron proton s'en trouve diminuée. Quand le système a perdu assez d'énergie, la diffusion devient prépondérante et les effets de résolution perdent de l'importance. On peut dire que, en ce qui concerne la corrélation neutron proton à faible énergie d'excitation, les effets de résolution sont prépondérants, alors que, quand l'équilibre est atteint, ce sont les effets physiques qui dominent. Il semble donc que la corrélation neutron proton se produise beaucoup plus tôt que ce que semble indiquer les coefficients de corrélation expérimentaux.

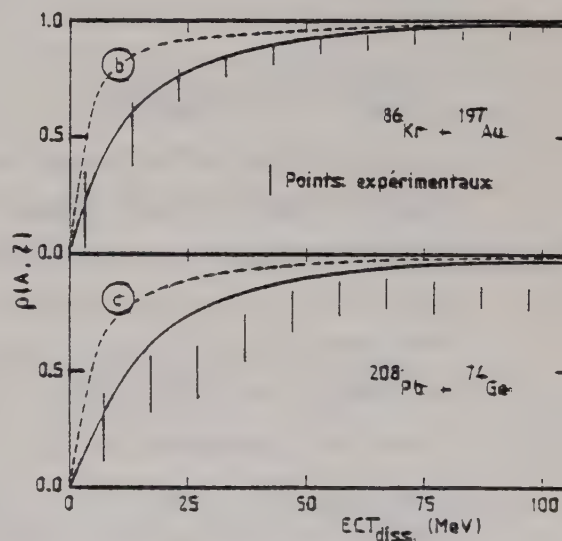
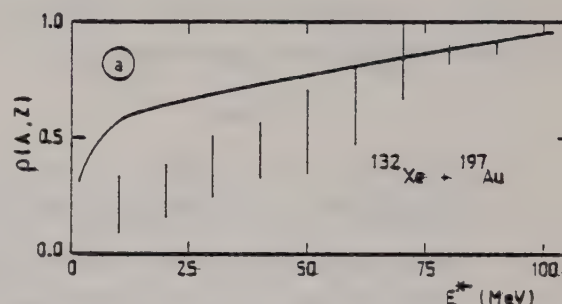
Fig.(IV.11) - Coefficients de corrélation calculés et mesurés en fonction de l'énergie d'excitation. La courbe en traits pleins correspond au calcul donnant la distribution primaire et la courbe en pointillés au calcul tenant compte de l'influence de l'évaporation et de la résolution en masse et charge.

4. Application à d'autres systèmes

Nous avons tenté d'appliquer le modèle d'Hofmann aux résultats expérimentaux obtenus par Huizenga sur les systèmes Fe + Fe et Fe + Ho.

Si l'on ne considère que les variances isobariques, en prenant toujours comme énergies de phonon en y les valeurs paramétrisées par C. Grégoire [GREG 82], on reproduit raisonnablement les résultats (Figure (IV.12)). Les valeurs expérimentales atteignant rapidement une valeur de saturation en fonction de l'énergie d'excitation, nous avons supposé que nous avions affaire à des fluctuations quantiques.

Cependant, comme nous n'avons pas d'informations sur les résolutions et sur les phénomènes d'évaporation (il y a sans doute évaporation de particules chargées pour ces systèmes) [HUIZ 82], nous n'avons pas pu reproduire les distributions A-Z. L'accord obtenu pour les distributions isobariques n'est probablement pas univoque et les conditions initiales que nous avons prises pour obtenir ce résultat ne sont probablement pas réalistes.



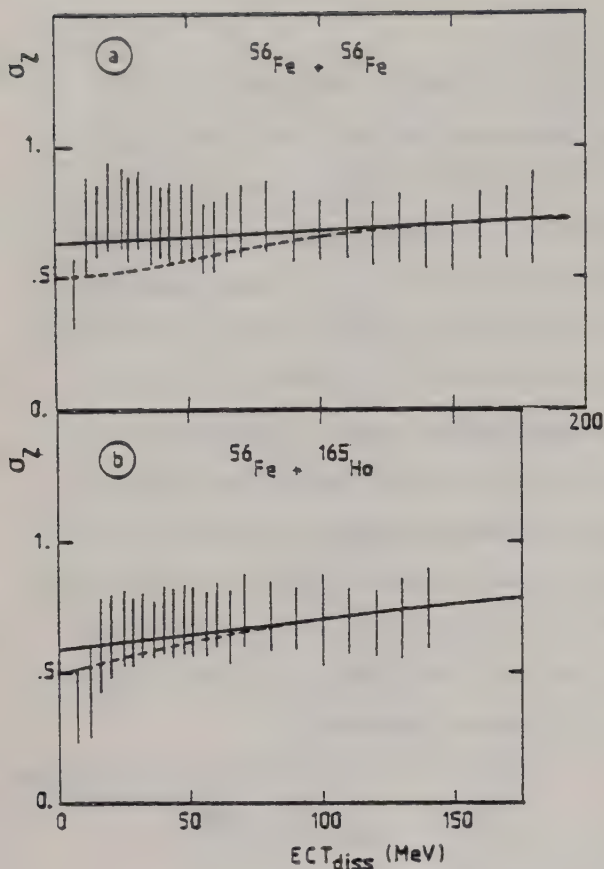


Fig.(IV.12) - Modèle d'Hofmann et coll. appliqué à l'étude des variances isobariques pour le système a) Fe + Fe [BREU 79] ; b) Fe + Ho [BREU 79]. Les différentes courbes correspondent à différentes préparations du système.

En résumé, supposant que l'équilibre de charge est de nature collective, un modèle d'équilibre basé sur un oscillateur harmonique (avec une inertie et une rigidité constantes) couplé à un bain chaud a été utilisé pour comprendre les données expérimentales. Les résultats obtenus pour des systèmes comme Kr + Mo peuvent être compris comme résultant des fluctuations quantiques du mode d'équilibre de charge. D'autre part, les résultats concernant les systèmes comme Xe + Au pourraient être considérés comme représentatifs de fluctuations statistiques. Les données d'entrée du modèle jouent un très grand rôle sur le résultat du calcul et l'on a même pu obtenir une reproduction "raisonnable" des résultats expérimentaux de

Xe + Au en utilisant la version quantique du modèle (Figure (IV.2 Quant)). Cependant, pour reproduire simultanément les distributions globales et les distributions isobariques, l'interprétation statistique semble la meilleure pour des systèmes comme Xe + Au, Pb + Ge et Kr + Au.

e) Limitations du modèle

Le modèle que nous avons établi [HOFM 79] est donc un modèle à deux dimensions traitant explicitement l'équilibre de charge et l'évolution de l'asymétrie de masse. Il a l'avantage de pouvoir traiter les fluctuations quantiques, les fluctuations statistiques ainsi que la transition entre les deux. Les coefficients de transport sont calculés en utilisant la goutte liquide pour la rigidité ou extraits des données expérimentales pour les coefficients d'inertie et de friction. N'oublions pas cependant que le but initial de ce modèle n'était pas de décrire le mécanisme d'excitation de l'équilibre de charge mais plutôt d'expliquer sa désexcitation. Un des inconvénients de ce modèle très simple est l'hypothèse de coefficients de transport constants pendant le déroulement de la réaction. L'isospin ne changeant pas avant l'interaction ou après la séparation des deux fragments, le couplage se produira seulement dans la région d'interaction. Cette situation peut être décrite en multipliant les valeurs des premier et deuxième moments par un facteur de forme $g(r)$ dépendant de la distance entre les deux ions et qui ne sera non nul que dans la région d'interaction.

Une autre interprétation peut aussi être donnée en considérant que les coefficients de transport dépendent du temps. Cela signifie physiquement que les coefficients de rigidité et de friction disparaissent hors de la région d'interaction et qu'en même temps l'inertie devient infinie. Gross [GROS 79] a étudié la possibilité pour la masse de devenir infinie mais n'a pas considéré la disparition des autres coefficients de transport en fonction de la distance internoyaux. On aboutit dans ce cas à une compression des fluctuations due à l'étirement des deux noyaux pendant la phase de scission. Randrup et coll. [RAND 79] ont fait une étude similaire à celle faite ici en utilisant une équation de Schrödinger dissipative dépendant du temps. La solution de cette équation pour une température nulle est la même que celle de l'équation maîtresse quantique établie précédemment. En fait, l'approximation de température nulle n'est valable, en ce qui concerne l'équilibre de charge, que si l'énergie de phonon est grande. Dans leur application Randrup et coll. ont estimé les coefficients de transport à l'aide d'un modèle hydrodynamique en imposant aussi qu'ils soient dépendants du temps. Ils n'ont pas observé de compression particulière des fluctuations et leurs résultats pour $Kr + Mo$ sont équivalents à ceux obtenus avec le modèle d'Hofmann.

Cependant, voulant étudier l'influence du facteur de forme sur les résultats, C. Grégoire et al. [GREG 81] ont établi un nouveau modèle dans lequel ils ont couplé l'équation maîtresse quantique pour l'équilibre de charge au modèle de friction classique de Gross et Kalinowski [GROS 74], pour décrire le mouvement relatif des deux ions en collision (le potentiel d'interaction est celui calculé à l'aide du formalisme de la densité d'énergie [NGÔ 75]). Ils ont appliqué ce modèle à l'étude de l'équilibre de charge dans le cas du système $Kr + Mo$ et ont étudié aussi les dépendances en temps, du facteur de forme, de la valeur moyenne $\langle Z \rangle$ et de la variance des distributions isobariques. Comme nous le verrons, les résultats obtenus sont très comparables à ceux trouvés dans le cas de coefficients de transport constants.

Nous allons maintenant décrire ce modèle dynamique avant de l'appliquer aux réactions étudiées dans ce travail.

IV.3. MODELE DYNAMIQUE MACROSCOPIQUE DE C. GREGOIRE, C. NGÔ, B. R. REMAUD (GNR) [GREG 81]

IV.3.1. Description

Les degrés de liberté utilisés sont :

- 1) la distance radiale entre les ions

2) l'angle polaire entre la ligne joignant les centres de masse des fragments et la direction incidente. Un terme de friction tangentielle est utilisé pour décrire le transfert de moment angulaire du mouvement relatif aux spins intrinsèques, le couplage entre θ et les degrés de liberté liés à la rotation propre de chaque fragment est pris en compte en limitant ce transfert à la limite du collage ;

3) l'asymétrie de masse $x = (A_2 - A_1)/(A_2 + A_1)$;

4) l'excès de neutrons $y = N_1 - Z_1$ permettant d'étudier le mode d'équilibre de charge.

Le traitement dynamique des déformations est fait en considérant les deux situations asymptotiques suivantes :

a) Dans la voie d'entrée les deux fragments sont dans leur état fondamental avec leurs densités gelées dans la phase d'approche. Il est admis que le potentiel soudain V_s permet de traiter la dynamique du système tant que le recouvrement des densités reste faible. Ceci est valable au début de la réaction, mais par la suite, le système va connaître des réarrangements de densité et des modes de déformation vont être excités.

b) Dans la voie de sortie, après un temps d'interaction suffisamment long, des échanges de nucléons se produisent, un col se forme entre les ions et l'on se trouve dans les conditions d'un noyau fissionnant, les deux fragments déformés se séparant l'un de l'autre avec une énergie complètement relaxée. Le cas limite est donc le domaine de l'approximation adiabatique. L'idée du modèle est donc d'introduire un paramètre de réorganisation χ permettant une transition d'une situation à l'autre. Ce paramètre de réorganisation peut s'écrire :

$$\chi = \frac{V - V_a}{V_s - V_a},$$

V étant le potentiel effectif et V_a le potentiel adiabatique. χ assure la transition de $V_s(l)$ à $V_a(l)$ puisque $V(l) = \chi V_s(l) + (1-\chi) V_a(l)$ (le potentiel inclut ici les termes centrifuges), et l'évolution dynamique de χ est donnée par :

$$\frac{d\chi}{dt} = - \frac{1}{\tau} \phi(r,x) \chi$$

avec la condition aux limites $\chi_{(t=0)} = 1$ pour satisfaire à $V(l,t=0) = V_s(l)$. Dans cette équation $\phi(r,x)$ est un facteur de forme proportionnel au recouvrement des densités entre les ions. Il dépend de r et de x et ne permet la transition du potentiel soudain au potentiel adiabatique que pour un recouvrement suffisamment important entre les deux noyaux. τ est la constante de temps pour la réorganisation des densités. Ce temps est pris égal à 10^{-21} s.

L'hamiltonien collectif peut alors s'écrire :

$$H_{coll} = \chi(t) H_s(Q'_\alpha, P'_\alpha) + (1 - \chi(t)) H_a(Q'_\alpha, P'_\alpha)$$

$$= \frac{Pr^2}{2\mu} + \left[\frac{Px^2}{2Bx} + \frac{Py^2}{2By} \right] \phi(r, x) + V(r, x, y, \ell, \chi) \quad .$$

Le potentiel effectif V contient l'énergie coulombienne, le terme nucléaire à l'approximation soudaine, l'énergie de déformation à l'approximation adiabatique, les énergies de liaison des noyaux et le terme centrifuge. A l'approximation adiabatique le mode d'équilibre de charge est supposé relaxé. Le potentiel est alors exprimé en fonction de r et x , la dépendance en ℓ apportant la contribution des termes centrifuges. Le potentiel soudain est calculé par le formalisme de la densité d'énergie et le potentiel adiabatique est celui obtenu le long du chemin de fission.

Pour limiter l'échange de nucléons dans le cas où le recouvrement entre les ions est insuffisant, les inerties liées aux modes x et y sont écrites sous la forme :

$$\frac{Bx}{\phi(r, x)} \quad \text{et} \quad \frac{By}{\phi(r, x)} \quad .$$

Le même facteur de forme a été pris pour tous les mouvements collectifs.

$$\phi(r, x) = V(r, x) / (V_s(r_0, x_0)),$$

$V_s(r_0, x_0)$ étant la valeur absolue maximale du potentiel soudain pour l'asymétrie de masse x_0 de la voie d'entrée. Ce calcul donne, pour l'évolution du facteur de forme en fonction de r des résultats similaires à ceux calculés par Randrup [RAND 79] et utilisant la "formule de la fenêtre". Les forces de friction radiale et tangentielle sont prises proportionnellement au flux de matière entre les deux noyaux : elles dépendent de r via une fonction universelle corrélée à la surface effective de la fenêtre reliant les deux surfaces nucléaires diffuses. Dans cette approche les facteurs de forme pour le transfert de nucléons et pour le mouvement radial sont analogues.

Les tenseurs d'inertie et de friction sont supposés être diagonaux et sont déterminés de manière phénoménologique .

Mouvement relatif

Le calcul du mouvement relatif est dans ce modèle proche de celui mis en oeuvre par Gross [GROS 74] et Birkelund [BIRK 82]. Les inerties effectives interviennent dans les équations du mouvement en r et x .

On a :

$$\frac{\ell^2}{2 J_{\text{eff}}^2} = \frac{\ell^2}{2 J_s^{\text{rel}}} + (1-\chi) \frac{\ell^2}{2 J_{\text{ad}}^{\text{rel}}}$$

où J_s^{rel} est le moment d'inertie relatif entre les deux sphères dans la voie d'entrée ;

$J_{\text{ad}}^{\text{rel}}$ est le moment d'inertie relatif entre les deux fragments dans la voie adiabatique.

Les coefficients de friction γ_r et $\gamma_\theta r^2$ sont pondérés par le facteur de forme $\phi(r,x)$ et les valeurs γ_r et γ_θ prises égales à $350 \text{ MeV } 10^{-23} \text{ s/fm}^2$ et $175 \text{ MeV } 10^{-23} \text{ s/fm}^2$ respectivement. Ces valeurs ont été déterminées afin d'obtenir une description convenable des collisions inélastiques et en particulier de l'angle d'effleurement et du moment angulaire critique.

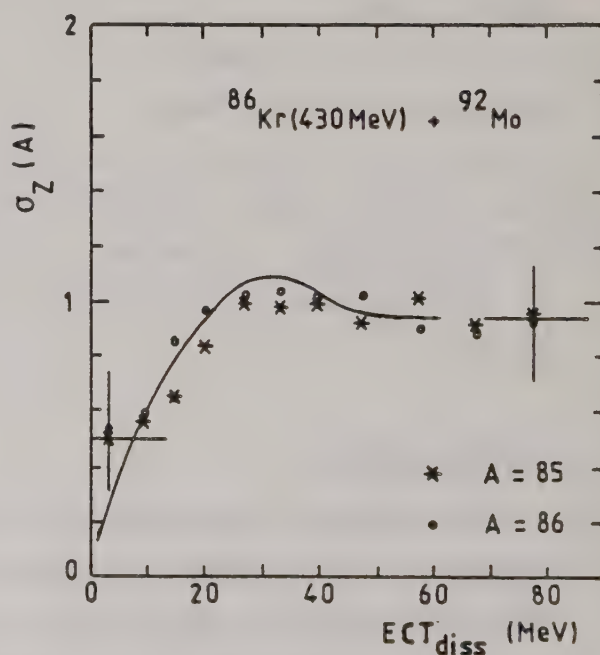
Les énergies de phonon sont paramétrisées comme indiqué au paragraphe IV.2.3.

En plus des échanges d'énergie entre les différents modes collectifs (mouvement relatif, transfert de nucléons, déformations) ou intrinsèques, la dépendance en χ induit, outre des transferts des modes collectifs aux degrés intrinsèques par friction, un terme de dissipation en énergie de déformation. En définitive ce modèle dynamique macroscopique permet de traiter le mouvement relatif des deux ions au cours de la réaction et peut donc être utilisé pour la description dynamique des processus dissipatifs tels que les collisions très inélastiques, le phénomène de la fission rapide et la formation de noyaux composés.

IV.3.2. Applications

Rappelons que ce modèle a été utilisé pour étudier les variances des distributions isobariques dans le cas de la réaction $\text{Kr} + \text{Mo}$. L'accord avec les données expérimentales est satisfaisant [GREG 82] Figure (IV.13).

Fig.(IV.13) - Ecart type $\sigma_Z(A)$ en fonction de la perte d'énergie dans la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{92}\text{Mo}$. Les points expérimentaux pour $A=85,86$ sont comparés au résultat du calcul dynamique du modèle GNR (trait plein).



Nous l'avons appliqué à notre tour aux réactions étudiées expérimentalement dans ce travail pour essayer de décrire le mode d'excès de neutrons.

Le modèle donne accès aux quantités macroscopiques suivantes : l'angle de déflexion, la perte d'énergie, la masse et la charge des fragments. Avant d'étudier les fluctuations autour des valeurs moyennes de ces quantités, nous nous intéresserons au comportement de ces valeurs moyennes en fonction du temps.

a) Valeurs moyennes

Nous avons constaté que, pour ces systèmes asymétriques ($\text{Xe} + \text{Au}$ $x=0,2$) ou très asymétriques ($\text{Kr} + \text{Au}$ $x=0,5$, $\text{Pb} + \text{Ge}$ $x=0,5$), si le modèle est appliqué sans précautions, c'est-à-dire si l'on accepte un transfert de nucléons quelle que soit la distance entre les noyaux, ce transfert est beaucoup trop rapide et la diffusion en masse et en charge se produit dès les premiers MeV de perte d'énergie. Dans une étude faite sur le processus de fusion [GREG 82 et TOMA 82] il a été constaté que les résultats expérimentaux pouvaient être reproduits si l'on n'autorisait le transfert de nucléons qu'à partir d'une certaine distance entre les noyaux. De même Griffin [GRIF 82], dans un modèle dont nous reparlerons plus loin, a admis la possibilité d'avoir une dissipation importante d'énergie sans transfert de nucléons. Dans le cas de la fusion, il paraît judicieux d'admettre, comme seuil en énergie pour le transfert de nucléons, la hauteur de la barrière de fusion. Il reste cependant à déterminer quelle hauteur de barrière on prend pour la fusion. Dans le cas des systèmes très lourds qui nous intéressent ici, où il n'y a pas de fusion, nous avons pris un seuil en énergie arbitraire de 3 MeV identique pour tous les systèmes pour retarder la diffusion en masse et en charge.

Sur la Figure (IV.14a,b,c) sont portées les évolutions de la masse et de la charge moyenne en fonction de la perte d'énergie dans les cas où :

- 1) il n'y a pas de seuil en énergie pour le transfert des nucléons,
- 2) le seuil est de 3 MeV.

Nous voyons que c'est dans ce dernier cas que l'on se rapproche le plus des valeurs expérimentales, au moins pour les masses moyennes, la diffusion semblant encore un peu trop rapide pour les charges. Cependant, dans les deux cas, la diffusion continue d'évoluer en sens opposé de l'observation expérimentale.

Sur la Figure (IV.15) sont portées les valeurs moyennes calculées en fonction du moment angulaire initial, c'est-à-dire du paramètre d'impact et ce, pour la réaction $\text{Kr} + \text{Au}$.

a) La fonction de déflexion $\theta=f(\ell)$ présente un double angle d'arc-en-ciel ainsi que cela avait déjà été prédit par le modèle déformé de Deubler et Dietrich

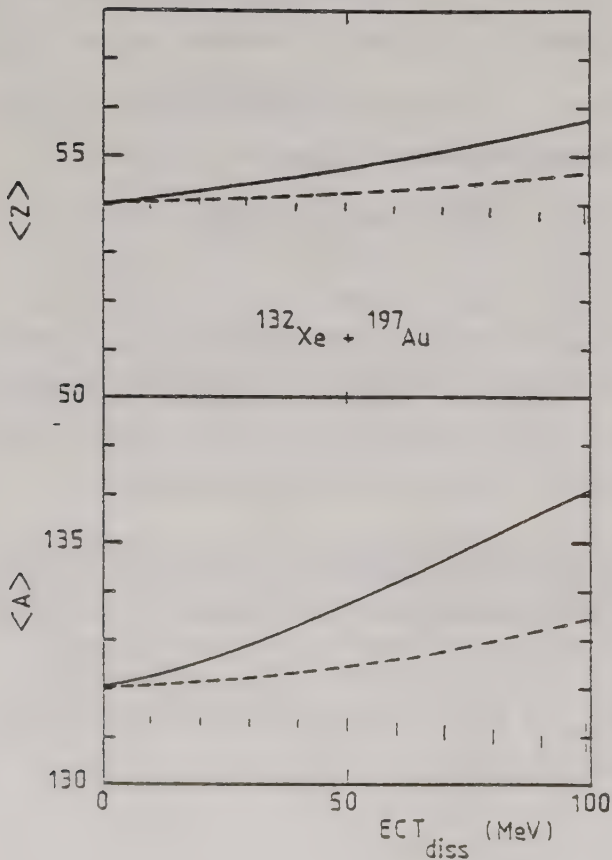
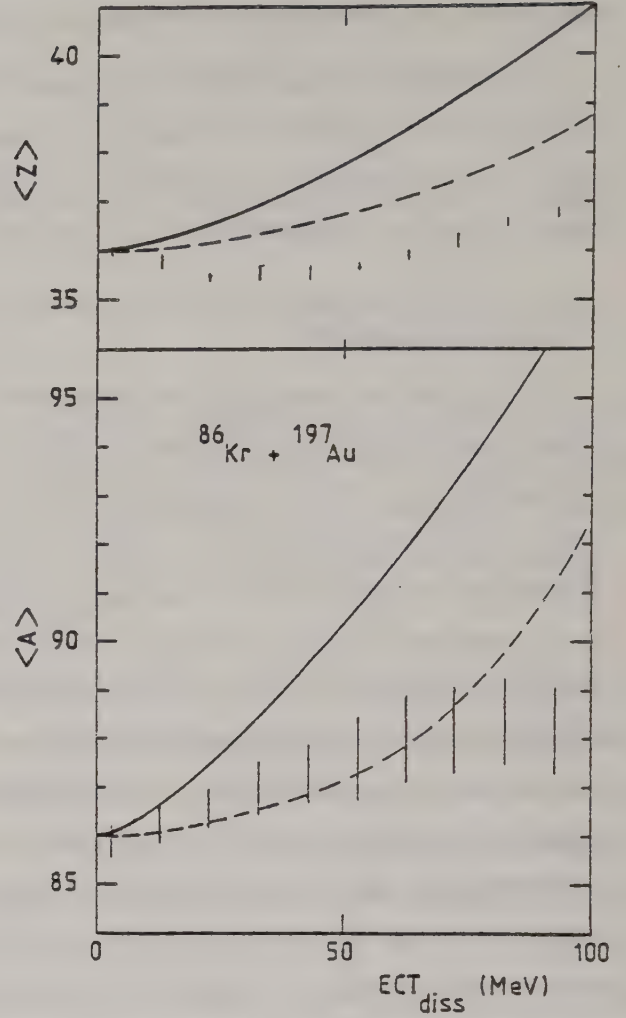
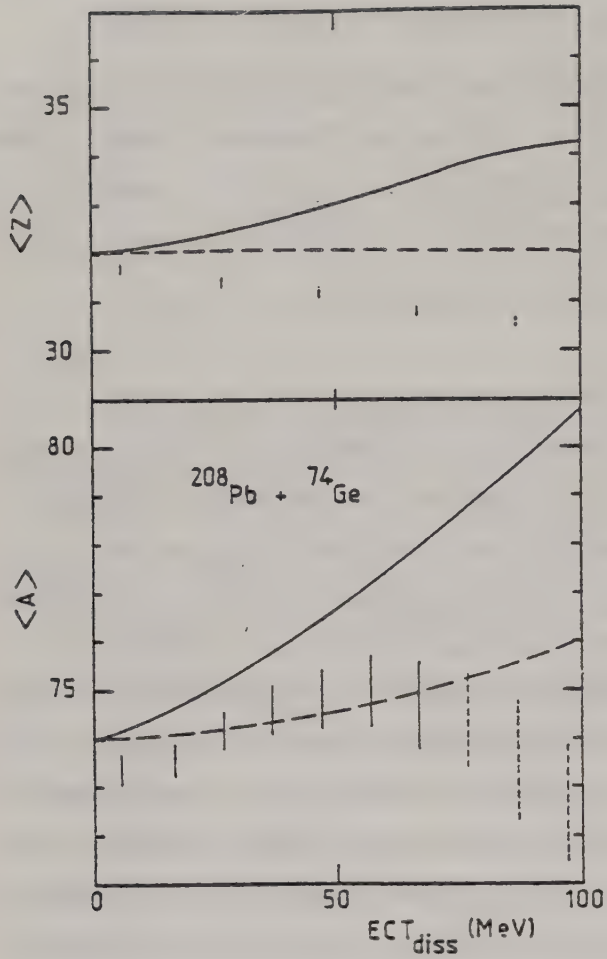
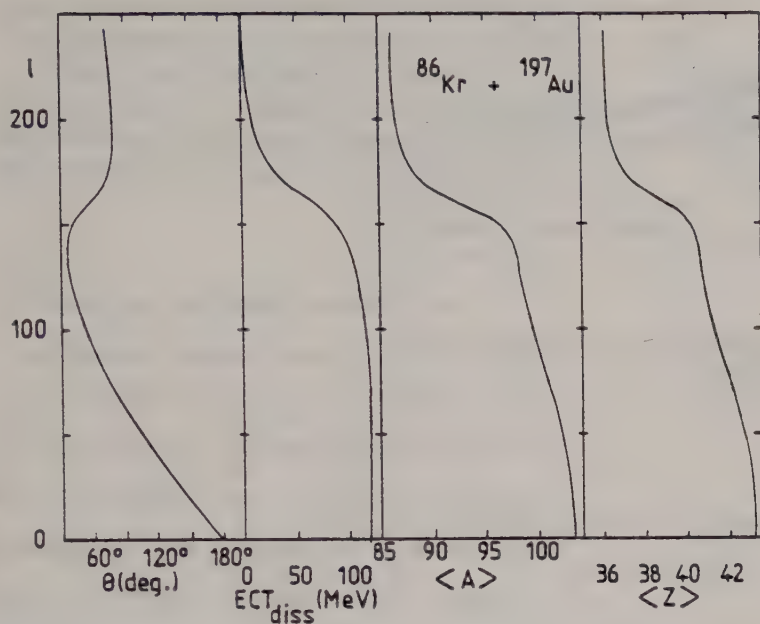


Fig.(IV.14) - Comparaison des valeurs moyennes en masse et charge expérimentales avec le calcul dynamique de Grégoire-Ngô-Remaud. (trait plein : pas de seuil en énergie ; pointillés : seuil de 3 MeV). a) Pb + Ge ; b) Kr + Au ; c) Xe + Au.

[DEUB 75]. Cet effet fût alors associé à la focalisation observée dans les distributions angulaires. Il faut d'ailleurs noter que la valeur absolue pour



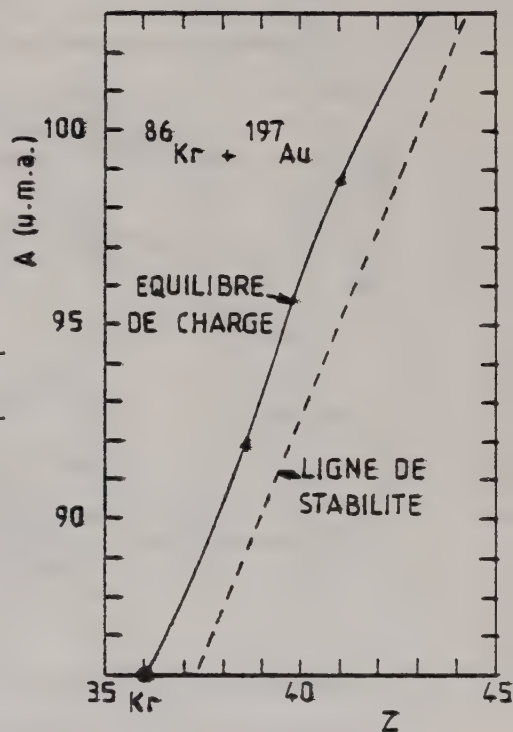
l'angle d'effleurement est plus proche des valeurs expérimentales si l'on admet un seuil en énergie pour la diffusion en x et en y.

Fig.(IV.15) - Résultats des calculs (GNR) de l'angle de déflexion, de la perte d'énergie, des nombres de masse et de charge du fragment léger dans la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ en fonction du moment angulaire initial l .

b) Les évolutions des valeurs moyennes en A et Z montrent que le transfert de masse et de charge reste faible pour $l > 170$.

Si l'on intègre sur toutes les ondes partielles l'évolution dynamique dans le plan A-Z se fait en suivant une ligne parallèle à la ligne de stabilité mais légèrement différente de celle-ci (Figure (IV. 16)).

Fig.(IV.16) - Réalisation de l'équilibration de charge au fur et à mesure du transfert de masse pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$. La courbe en trait plein représente le résultat du calcul GNR pour l'ensemble des ondes partielles des collisions très inélastiques ; la courbe en pointillés représente la ligne de stabilité β .



b) Influence de l'énergie de phonon

Les comportements dynamiques de l'asymétrie de masse, du mode d'isospin et de l'énergie dissipée tels qu'ils sont calculés par le modèle GNR sont représentés sur la Figure (IV.17). Pour essayer de déterminer l'influence de l'énergie de phonon sur ces différents paramètres le calcul a été fait avec la valeur paramétrisée établie par C. Grégoire et en utilisant :

$$E_y = \frac{78}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} .$$

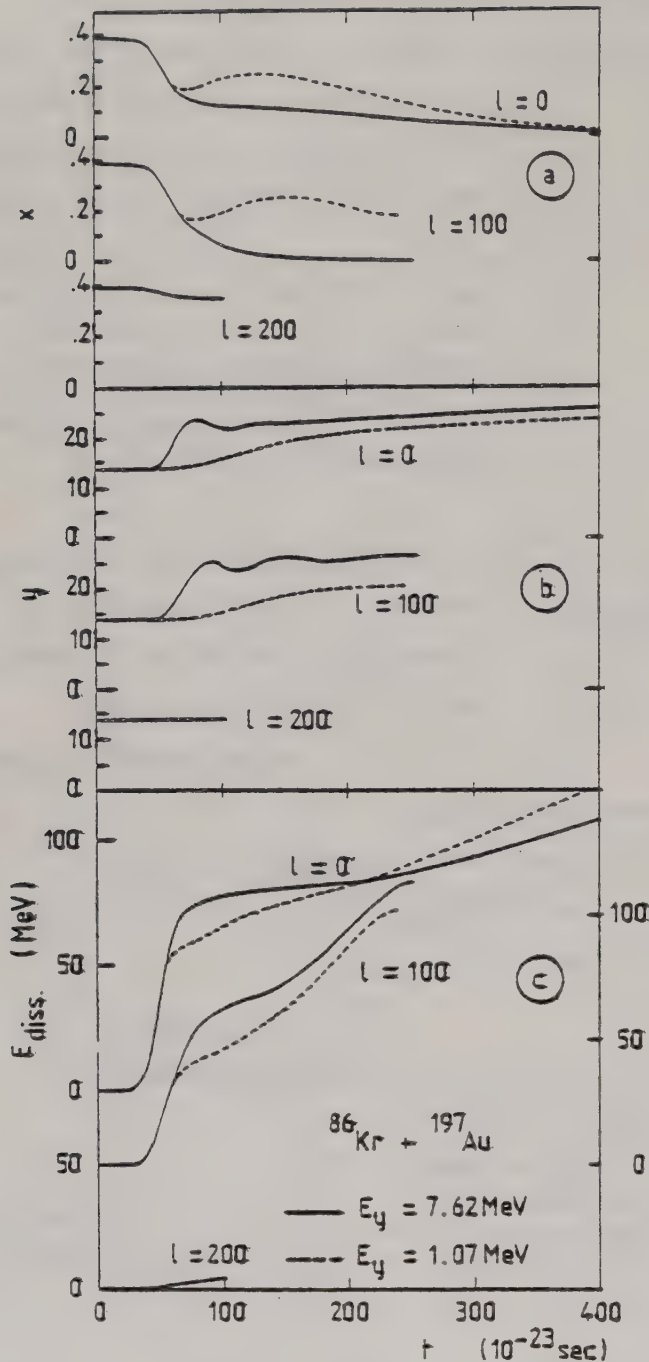


Fig.(IV.17) - Evolutions de l'asymétrie de masse, de l'isospin et de l'énergie dissipée en fonction du temps calculées à l'aide du modèle GNR pour deux énergies de phonon différente (cas de la réaction $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$).

Une grande énergie de phonon en y entraîne une grande dissipation d'énergie par excitation de plusieurs phonons des modes x et y ce qui explique l'oscillation de départ dans l'évolution de l'asymétrie de masse et du mode d'excès de neutrons. Les comportements asymptotiques restent toutefois équivalents.

Dans le modèle d'Hofmann la paramétrisation de la perte d'énergie associée à un calcul de fluctuations des distributions isobariques reproduisait assez bien les résultats expérimentaux. La prise en compte dans le modèle de GNR de la variation des inerties avec la distance radiale pourrait donner des résultats différents de ceux obtenus à inertie constante. Comme nous l'avons dit au début de ce paragraphe les distributions isobariques sont bien reproduites dans

le cas de Kr + Mo (Figure (IV.13)). Tous les couplages des modes x et y avec le mouvement relatif sont pris en compte. On retrouve un comportement quantique dominant. Cependant la perte d'énergie atteinte dans ce calcul ne dépasse pas 65 MeV ce qui est un peu faible comparé aux valeurs expérimentales.

c) Distributions calculées pour les trois systèmes Xe + Au, Pb + Ge, Kr + Au

i) Diagrammes de Wilczynski $d^2\sigma/(d\theta dE)$

Sur la Figure (IV.18) sont reportés les diagrammes $E_{cm} = f(\theta_{cm})$ calculés pour les trois réactions considérées. Pour Kr + Au et Pb + Ge le calcul a été

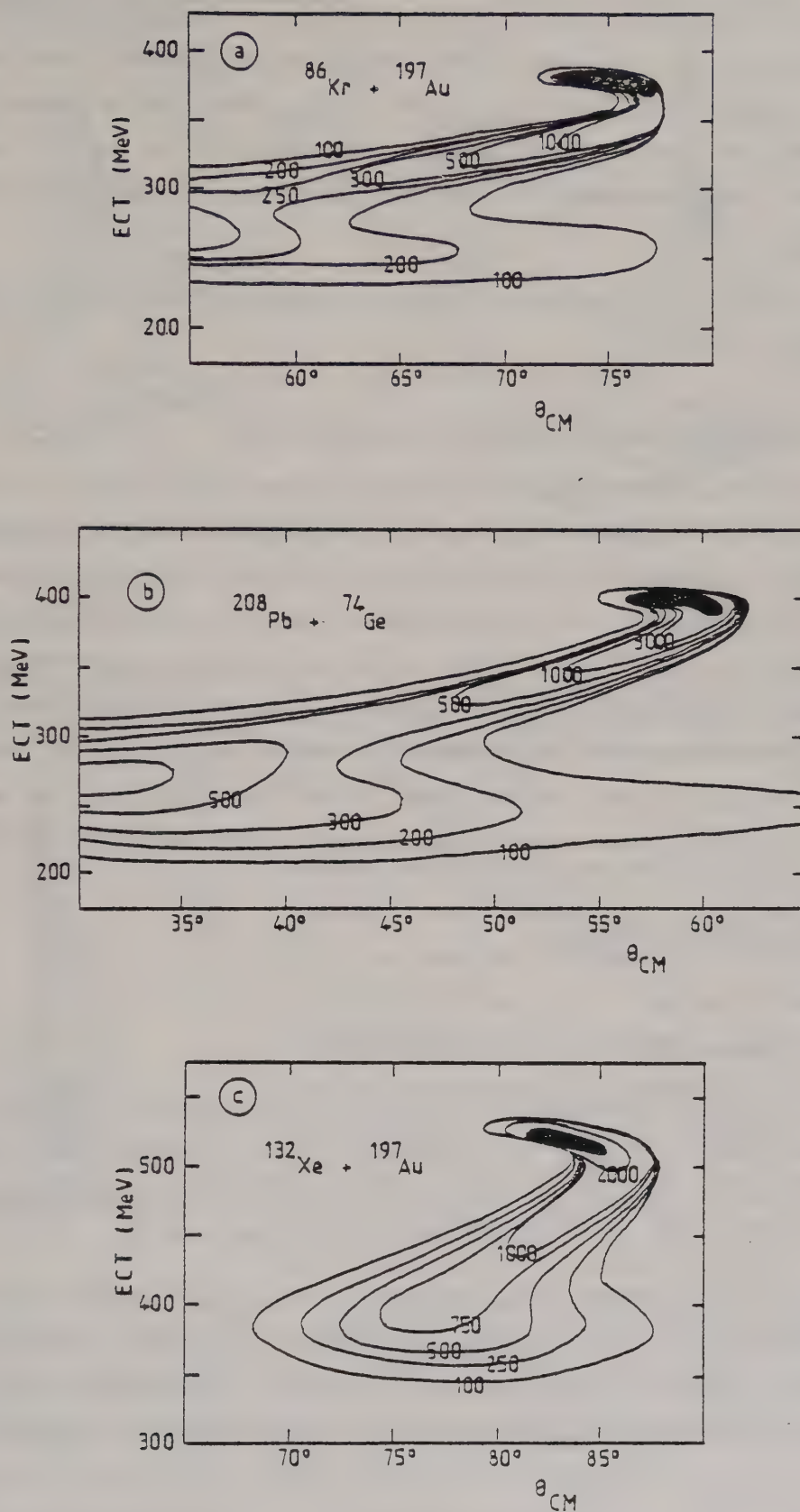


Fig.(IV.18) - Diagrammes de Wilczynski calculés (modèle GNR) pour : a) Kr + Au ; b) Pb + Ge ; c) Xe + Au.

fait dans le domaine angulaire mesuré expérimentalement (le domaine d'ondes partielles correspondant étant pris à partir de la fonction de déflexion correspondante). Pour Xe + Au nous avons établi ces diagrammes pour des moments angulaires compris entre le ℓ_{critique} et le ℓ_{max} nous restreignant ainsi aux contributions très inélastiques. On voit que pour Pb + Ge et Kr + Au le comportement est qualitativement le même que celui mesuré expérimentalement (Figure (III.7)).

Pour Xe + Au il y a déflexion vers les angles avants quand la perte d'énergie augmente.

ii) Diagrammes de diffusion $d^2\sigma/(dAdE)$ et $d^2\sigma/(dZdE)$

On retrouve sur les diagrammes bidimensionnels $d^2\sigma/(dZdE) = f(Z,E)$ et $d^2\sigma/(dAdE) = f(A,E)$ (Figures (IV.19a à c) et (IV.20a à c) les tendances mises en évidence en regardant l'évolution des valeurs moyennes des masses et des charges. Si l'on compare ces distributions à celles obtenues expérimentalement (Figures (III.2a,b) et (IV.21a,b) on voit que les tendances générales sont les mêmes mais que la diffusion vers les masses ou charges plus élevées est trop rapide pour les distributions calculées. Si l'on se restreint aux ondes correspondant aux réactions très inélastiques, on obtient pour Xe + Au des représentations où la diffusion vers les masses plus élevées est très faible.

d) Distributions isobariques

i) Kr + Au

Sur la Figure (IV.22) ont été reportés :

- 1) les écarts types expérimentaux en fonction de la perte d'énergie ;
- 2) ces mêmes points corrigés de l'évaporation, de la résolution en masse et de la résolution en charge tels qu'ils ont été calculés au paragraphe IV.2.3.d ;
- 3) Les points calculés à l'aide du modèle dynamique GNR.

On voit que les courbes obtenues avec 2 et 3 sont en très bon accord. Les résultats obtenus à l'aide du modèle d'Hofmann et du modèle complètement dynamique semblent donc bien reproduire les résultats expérimentaux si l'on admet les corrections apportées précédemment pour reconstruire les distributions primaires.

ii) Xe + Au

Les résultats expérimentaux et les valeurs calculées pour les écarts type en fonction de l'énergie d'excitation sont reportés sur la Figure (IV.23). Le

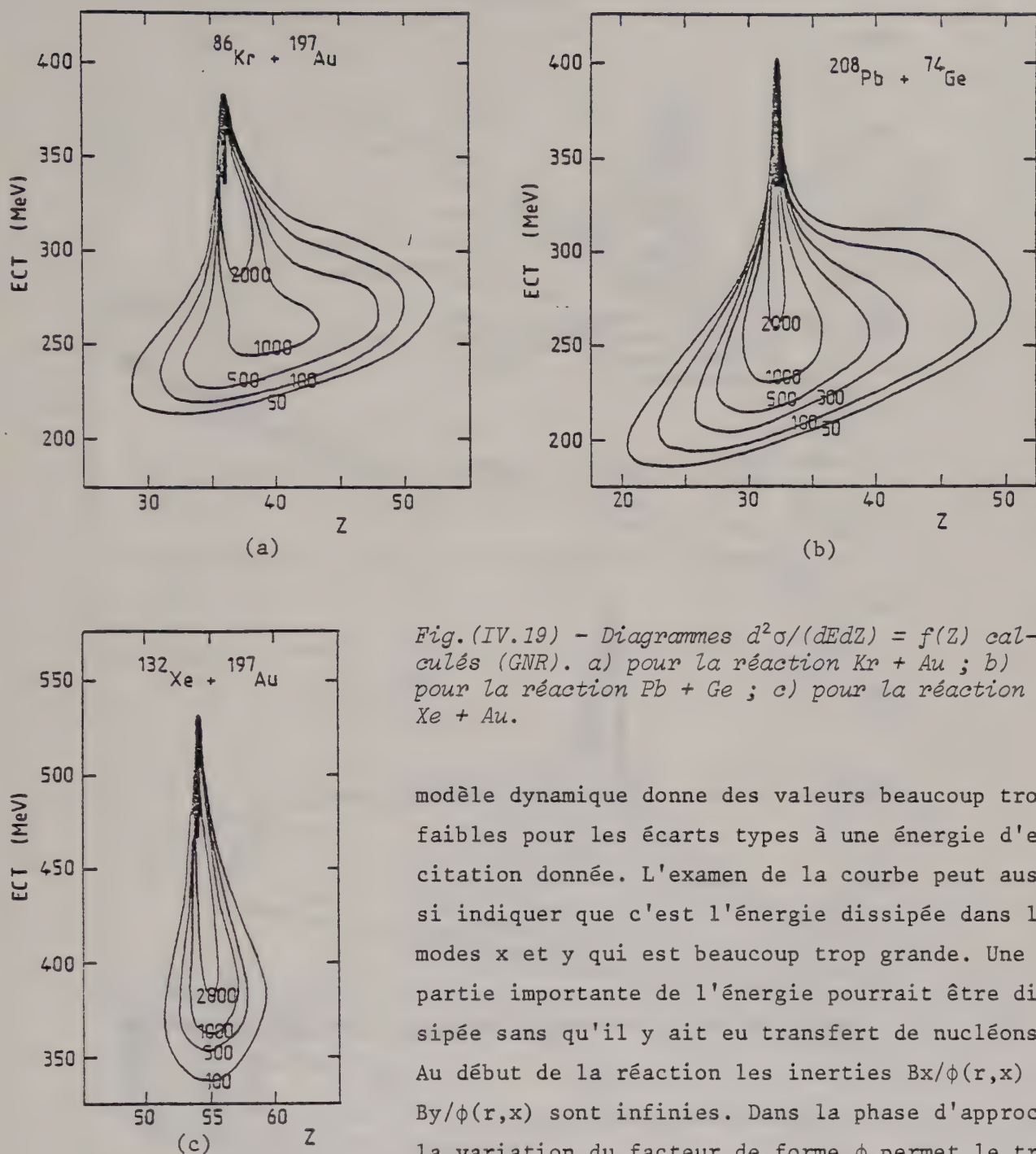


Fig. (IV.19) - Diagrammes $d^2\sigma/(dEdZ) = f(Z)$ calculés (GMR). a) pour la réaction Kr + Au ; b) pour la réaction Pb + Ge ; c) pour la réaction Xe + Au.

modèle dynamique donne des valeurs beaucoup trop faibles pour les écarts types à une énergie d'excitation donnée. L'examen de la courbe peut aussi indiquer que c'est l'énergie dissipée dans les modes x et y qui est beaucoup trop grande. Une partie importante de l'énergie pourrait être dissipée sans qu'il y ait eu transfert de nucléons. Au début de la réaction les inerties $B_x/\phi(r,x)$ et $B_y/\phi(r,x)$ sont infinies. Dans la phase d'approche, la variation du facteur de forme ϕ permet le transfert d'une partie de l'énergie cinétique du mouvement relatif en énergie cinétique dans les modes d'isospin et d'asymétrie de masse. Les modes x et y restent bloqués jusqu'à ce que les inerties prennent une valeur finie. La variation du facteur de forme au cours du temps semble donc bien calculée pour des systèmes symétriques et assez légers comme Kr + Mo et par contre trop rapide pour des systèmes plus asymétriques et plus lourds comme Kr + Au et Xe + Au.

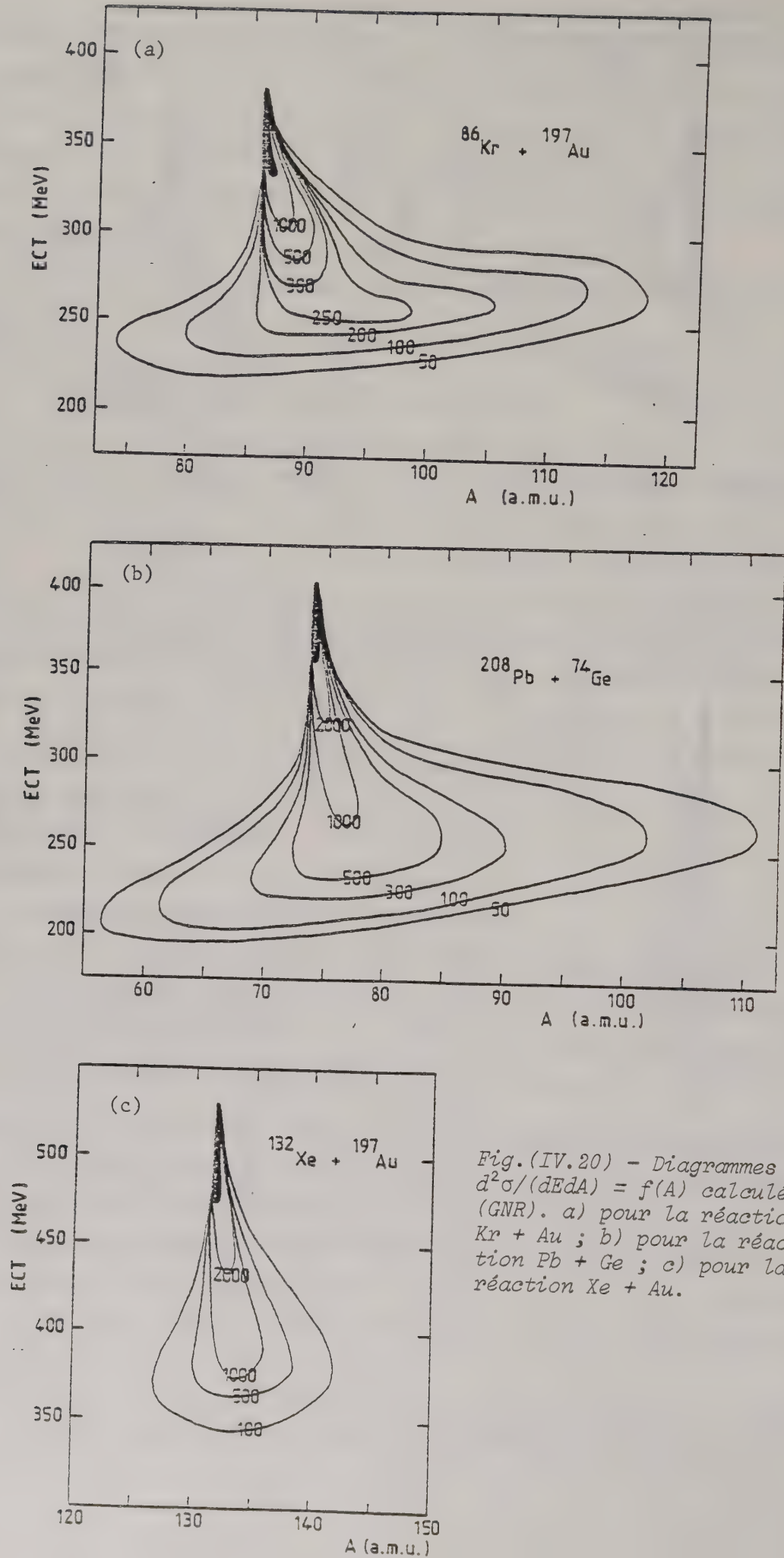


Fig. (IV.20) - Diagrammes $d^2\sigma/(dE dA) = f(A)$ calculés (GNR). a) pour la réaction Kr + Au ; b) pour la réaction Pb + Ge ; c) pour la réaction Xe + Au.

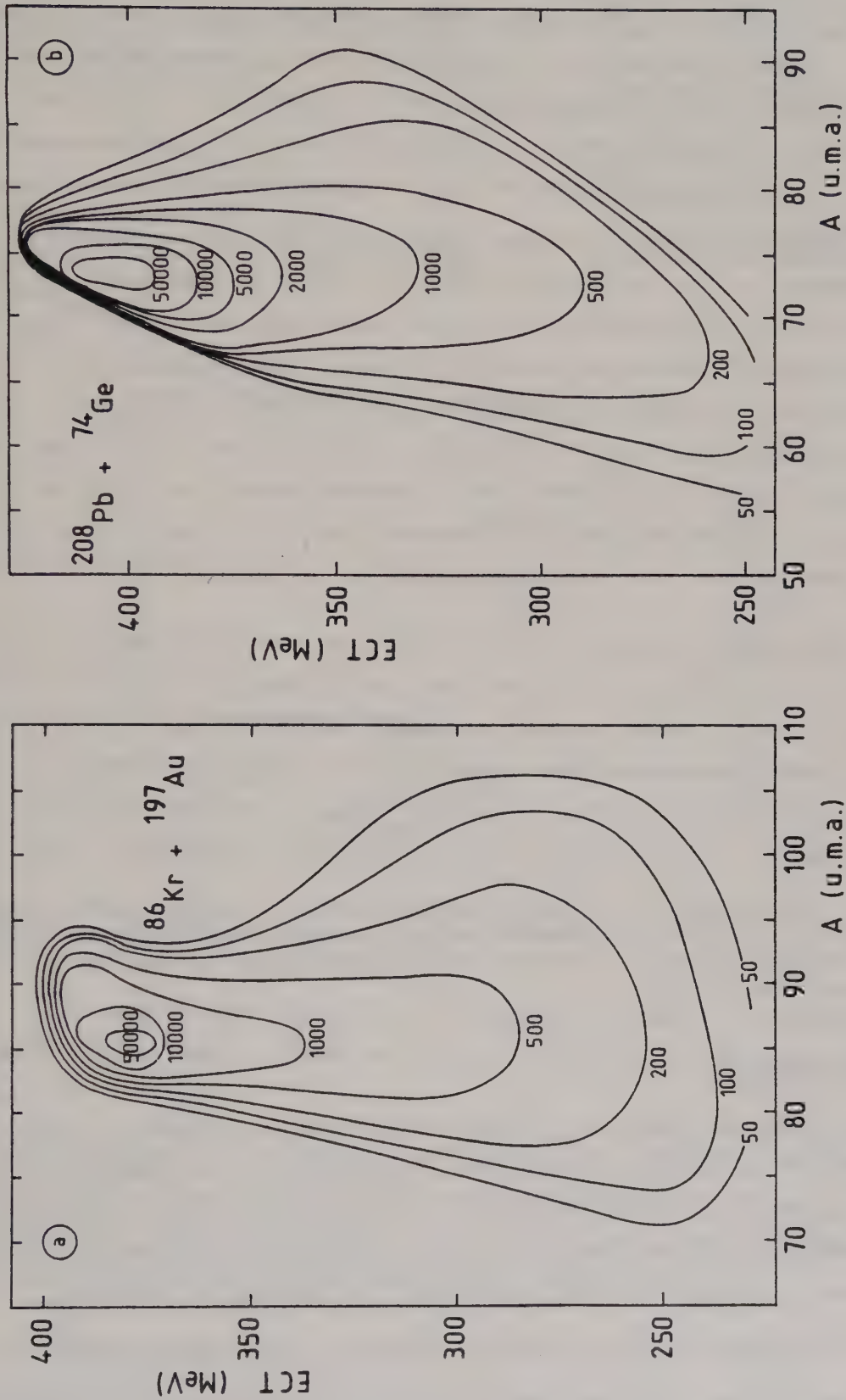


Fig. (IV.21) - Diagrammes $d^2\sigma/(dEdA) = f(A)$ mesurés : a) pour la réaction $\text{Kr} + \text{Au}$; b) pour $\text{Pb} + \text{Ge}$.

Fig.(IV.22) - Comparaison des écarts type mesurés et calculés (GNR) (réaction Kr + Au). La courbe en pointillés représente la distribution primaire inférée à partir des valeurs expérimentales en tenant compte des effets dus à l'évaporation et à la résolution en masse et charge. Les points ont été calculés sur les masses 85, 86, 87.

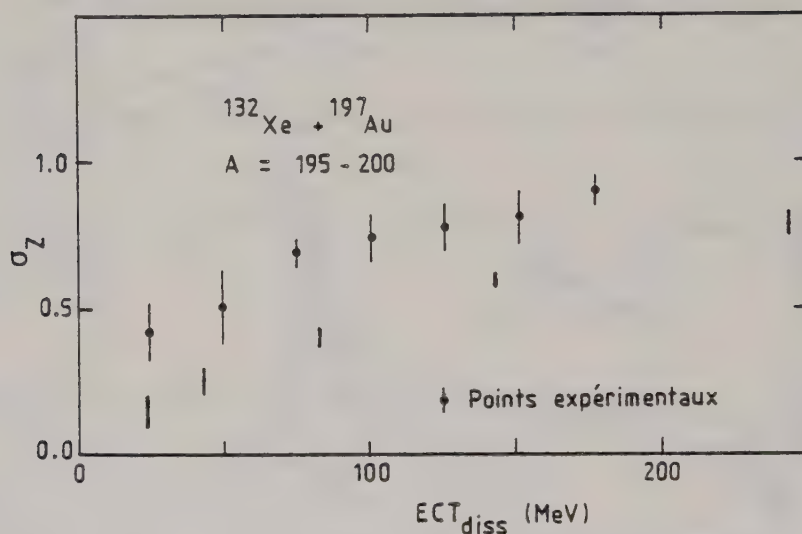
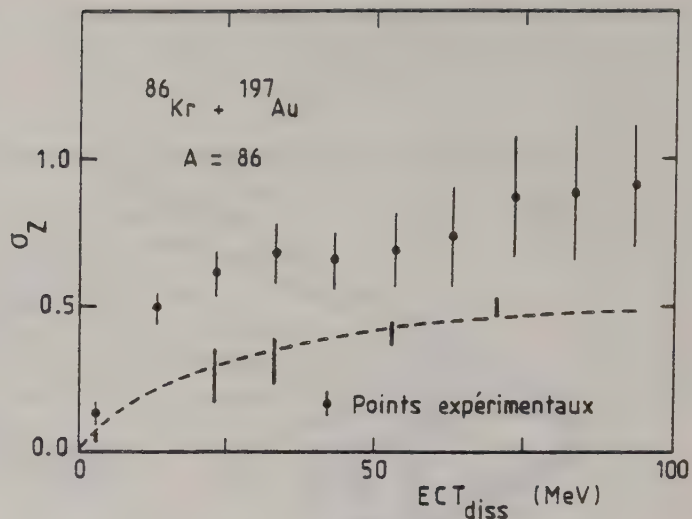


Fig.(IV.23) - Comparaison des écarts types mesurés et calculés (GNR) (réaction Xe + Au). Les points théoriques ont été calculés sur trois masses $A=196, 197, 198$ alors que les points expérimentaux représentent une moyenne prise entre les masses 195 à 200.

IV.4. AUTRES MODELES

Depuis quelques années un certain nombre d'autres modèles ont été élaborés pour essayer d'expliquer les mécanismes d'excitation et de désexcitation des collisions entre ions lourds. On peut à l'heure actuelle les classer en deux grandes catégories qui se distinguent par les hypothèses faites sur l'excitation du mode, la statistique et la géométrie du système en réaction.

Ces deux grandes classes peuvent se définir de la façon suivante :

1) Un mode équivalent à la résonance dipolaire géante du système composite projectile + cible est excité, mode dans lequel les protons et les neutrons sont animés d'un mouvement collectif. Les fluctuations du point zéro de ce mode dé-

terminent la largeur de la distribution de charge à masse constante. On suppose donc, au départ, que l'équilibre de charge est un effet collectif ce qui n'est pas évident à priori. Nous avons vu au commencement de ce chapitre qu'un début de justification semble cependant avoir été donné par l'étude de Bonche et Ngô sur l'évolution dynamique de l'asymétrie neutron-proton pour les deux systèmes $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ et $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ca}$ [BONC 81]. Pour ces systèmes légers le degré d'asymétrie neutron-proton semble être un degré de liberté de nature collective et pourrait être relié à la composante longitudinale de la résonance géante dipolaire.

Trois modèles ont été développés à partir de cette hypothèse. Nous avons exposé les deux premiers [HOFM 79, GREG 81] aux paragraphes précédents. Le troisième avait été mis en oeuvre par Myers et coll. [MYER 79] en 1979. Dans ce modèle un calcul classique de trajectoires permet de déterminer l'évolution en temps du col qui s'ouvre entre les deux noyaux pendant la réaction ; un modèle hydrodynamique simplifié est utilisé pour estimer les valeurs correspondantes des coefficients de dérive et d'amortissement pour le degré de liberté d'asymétrie de charge. Une équation de Schrödinger dépendant du temps est ensuite résolue pour obtenir les valeurs finales de la charge moyenne $\langle Z \rangle$ et de sa dispersion Γ_{FWHM} .

Ces modèles décrivent donc l'évolution d'un ensemble de degrés collectifs en utilisant une équation de transport. Pour le mode d'excès de neutrons les effets quantiques sont explicitement pris en compte. Pour en rappeler le principe supposons que nous ayons un seul degré collectif Q (dans ce cas le mode d'excès de neutrons), P sera le moment conjugué. Alors la transformée de Wigner f de l'opérateur densité satisfait à l'équation de transport suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = - \frac{P}{B} \frac{\partial f}{\partial Q} + B \Omega^2 Q \frac{\partial f}{\partial P} + \gamma \frac{\partial}{\partial P} \frac{Pf}{B} + D \frac{\partial^2 f}{\partial P^2} .$$

Cette équation peut être déduite de l'approche d'Hofmann et Siemens basée sur la théorie de la réponse linéaire. γ est la friction et D le coefficient de diffusion.

Le coefficient de diffusion D se déduit de manière consistante du reste de la théorie par le théorème de fluctuation dissipation qui peut s'exprimer par la relation d'Einstein généralisée : $D = \gamma T^*$ où T^* est l'énergie moyenne de l'oscillateur mis dans un bain chaud à une température

$$T^* = \frac{\hbar\Omega}{2} \coth \frac{\hbar\Omega}{2T} .$$

La relation habituelle d'Einstein $D = \gamma T$ est seulement obtenue à la limite de la haute température quand T est $\gg \frac{\hbar\Omega}{2}$.

Cette équation de transfert décrit aussi bien les hautes températures (fluctuations statistiques) que les basses (effets quantiques dominants).

La solution de cette équation est une gaussienne. Les premiers moments satisfont les équations de Newton classiques avec une force de friction proportionnelle à la vitesse collective

$$\frac{d \langle P \rangle}{dt} = - B \Omega^2 \langle Q \rangle - \gamma \frac{\langle P \rangle}{B} .$$

Les seconds moments donnent les fluctuations autour des valeurs moyennes.

Signification physique de l'équation de transport [NGÔ 82]

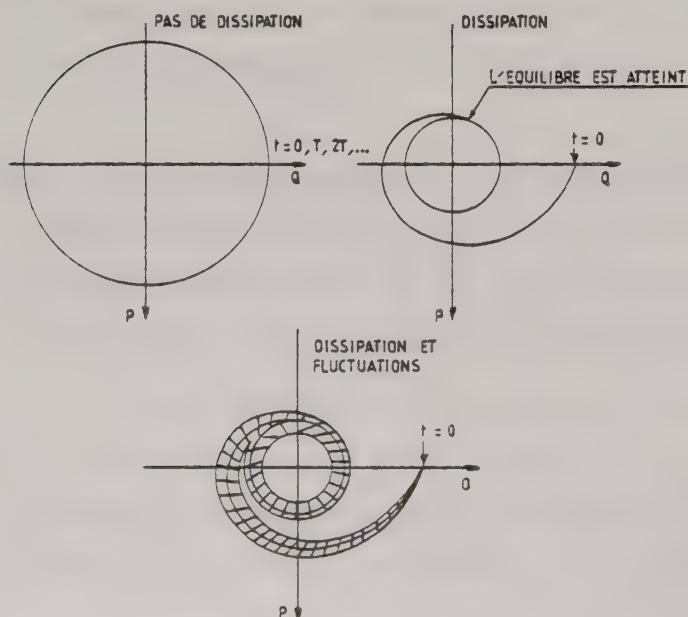
Elle peut se récrire en utilisant les crochets de Poisson

$$\{H, f\} = \frac{\partial H}{\partial Q} \frac{\partial f}{\partial P} - \frac{\partial f}{\partial Q} \frac{\partial H}{\partial P}$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \{H, f\} + \gamma \frac{\partial}{\partial P} \frac{P}{B} f + D \frac{\partial^2 f}{\partial P^2} .$$

S'il n'y a pas de dissipation $\gamma=0$ et $\langle H \rangle = E$; $\langle H \rangle = \frac{P^2}{2B} + \frac{Q^2}{2C}$; la trajectoire suivie par le système dans l'espace des phases est alors un cercle si l'on choisit convenablement les unités.

Le second terme proportionnel à γ , correspond à un terme dissipatif. Il sera responsable de la dérive de la valeur moyenne vers l'équilibre. On obtiendra alors une trajectoire où θ décroîtra, deviendra négative puis positive encore avant d'atteindre l'équilibre qui sera le cercle correspondant au mouvement de point zéro.



Le troisième terme est responsable des fluctuations. La distribution s'élargira avec le temps jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint. Ceci peut se représenter schématiquement comme sur la Figure (IV.24) et peut être généralisé à différents degrés collectifs.

Fig.(IV.24) - Présentation schématique de différents types de trajectoires dans l'espace des phases : a) quand il n'y a pas de friction ; b) quand il y a friction ; c) quand il y a friction et fluctuations.

Avantages et inconvénients de ces modèles

L'approximation harmonique pour le mode d'équilibre de charge conduit à des distributions gaussiennes pour ces variables. Compte tenu des temps respectifs de relaxation du mode d'isospin ($\sim 10^{-22}$ s) et du mode d'asymétrie de masse ($\sim 10^{-21}$ s) cette hypothèse markovienne peut être discutable. Stöcker, étudiant des systèmes plus lourds [STÖC 81] a montré que, si le processus était non markovien, on n'obtenait pas de gaussiennes le long des trajectoires. Un autre inconvénient de ces modèles est que le calcul des coefficients de transport est purement phénoménologique.

Avantages

Le modèle GNR présente l'avantage, par rapport aux autres modèles, de prendre en compte le couplage aux autres modes ; par exemple, le couplage entre x, asymétrie de masse, et y, degré de liberté d'isospin, est pris en compte alors que le mode en x n'est pas traité par Myers ; de même le couplage entre x et r, y et r est complètement traité. Il est aussi le seul modèle de ce type où la conservation de l'énergie est assurée à chaque instant. Il faut aussi souligner que ces modèles permettent de traiter les fluctuations quantiques et les fluctuations statistiques ainsi que la transition entre les deux.

2) On peut aussi considérer la variation de l'asymétrie de masse comme résultant exclusivement d'un échange stochastique des nucléons individuels et décrire l'équilibre comme un processus de diffusion gouverné par une équation maîtresse. Ceci conduit à la deuxième grande classe de modèles [MERC 81, GROS 81, GROS 82, REHM 81, SCHR 80, GRIF 81, GRIF 82].

Le système évolue sur la surface d'énergie potentielle du système composite dans la direction de l'espace de phase maximum c'est-à-dire qu'il évolue pour minimiser l'énergie potentielle et de ce fait maximise l'énergie d'excitation des fragments et donc le nombre d'états accessibles.

Contrairement à la première catégorie la largeur de la distribution de charge à masse constante est, au départ, d'origine purement statistique et proportionnelle à $\frac{T}{c}$ où T est la température et c la courbure de la surface d'énergie potentielle. Il faudra introduire des effets de transparence de barrière pour tenir compte des effets quantiques.

Modèles de Gross et Hartmann [GROS 81, GROS 82]

Gross et Hartmann ont développé un modèle qui traite, à un niveau microscopique, les contributions classiques et quantiques aux fluctuations pour des collisions périphériques. Ils supposent pour cela que le projectile et la cible se déplacent sur des trajectoires données par les équations de Newton avec pour la

friction, le potentiel de Gross dit de "friction dure" de Gross et Kalinowski [GROS 74]. Ces équations sont couplées à la probabilité $P(N,Z,t)$ qu'un fragment contienne N neutrons et Z protons au temps t . Cette probabilité est la solution d'une équation de Fokker Planck a deux dimensions :

$$\frac{\partial P}{\partial t}(N,Z,t) = - \frac{\partial}{\partial Z} \left[V_Z(N,Z,t) P \right] - \frac{\partial}{\partial N} \left[V_N(N,Z,t) P \right] + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left[D_{ZZ}(N,Z,t) P \right] + \frac{\partial^2}{\partial N^2} \left[D_{NN}(N,Z,t) P \right]$$

V_Z, V_N, D_{ZZ}, D_{NN} sont les coefficients de dérive et de diffusion dépendant de N, Z et t . Si l'on suppose que la probabilité P est gaussienne en N et Z avec la forme asymptotique

$$P(N,Z,t \rightarrow \infty) \sim \exp \left[- \frac{(N - \langle N \rangle)^2 \sigma_Z^2 + (Z - \langle Z \rangle)^2 \sigma_N^2 - 2(N - \langle N \rangle)(Z - \langle Z \rangle) \sigma_{NZ}^2}{2(\sigma_N^2 \sigma_Z^2 - \sigma_{NZ}^4)} \right]$$

les valeurs moyennes du nombre de neutrons $\langle N \rangle$ et de protons $\langle Z \rangle$ et les variances correspondantes σ_N^2, σ_Z^2 et σ_{NZ}^2 satisfont les équations différentielles suivantes :

$$\frac{d\langle N \rangle}{dt} = \langle V_N \rangle ; \quad \frac{d\langle Z \rangle}{dt} = \langle V_Z \rangle$$

$$\frac{d\sigma_N^2}{dt} = 2 \left\{ \sigma_N^2 \frac{d}{dN} + \sigma_{NZ}^2 \frac{d}{dZ} \right\} V_N + 2 D_{NN}$$

$$\frac{d\sigma_Z^2}{dt} = 2 \left\{ \sigma_Z^2 \frac{d}{dZ} + \sigma_{NZ}^2 \frac{d}{dN} \right\} V_Z + 2 D_{ZZ}$$

$$\frac{d\sigma_{NZ}^2}{dt} = \left\{ \sigma_N^2 \frac{d}{dN} + \sigma_{NZ}^2 \frac{d}{dZ} \right\} V_Z + \left\{ \sigma_Z^2 \frac{d}{dZ} + \sigma_{NZ}^2 \frac{d}{dN} \right\} V_N$$

$$\langle A \rangle = \langle N \rangle + \langle Z \rangle$$

$$\sigma_A^2 = \sigma_N^2 + \sigma_Z^2 + 2 \sigma_{NZ}^2 = \sigma_N^2 + \sigma_Z^2 + 2 \rho \sigma_N \sigma_Z$$

$$\rho = \frac{\sigma_{NZ}^2}{\sigma_N \sigma_Z}$$

où ρ est le coefficient de corrélation neutron proton.

Les coefficients de dérive et de diffusion sont obtenus dans un modèle où les protons et les neutrons se déplacent dans leurs champs moyens respectifs produits par les potentiels combinés de la cible et du projectile.

Quand le projectile et la cible passent l'un près de l'autre sur leurs trajectoires classiques, une barrière de potentiel est formée entre eux à travers

laquelle les neutrons et les protons sont capables de passer. Il y aura donc un flux de neutrons aux faibles pertes d'énergie comme nous l'avons déjà exposé au paragraphe III et comme on peut le voir sur la Figure (III.26).

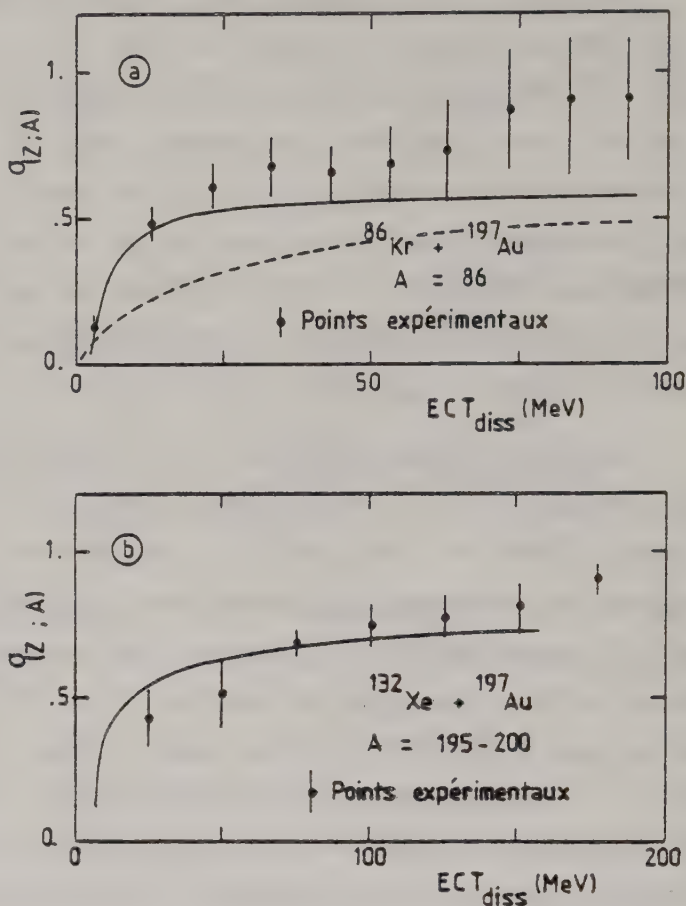
Ce modèle a été comparé aux résultats expérimentaux obtenus dans différents laboratoires [(Fe + Fe, Fe + Ho, Fe + Bi, Fe + U) BREU 79], [(Xe + Au) KRAT 81]. Dans les expériences avec faisceau de fer, les variances expérimentales à masse fixée augmentent rapidement avec la perte d'énergie avant d'atteindre des plateaux qui saturent à $\sigma_A^2/\sigma_Z^2 \sim 0,5$. Au contraire, les variances calculées augmentent lentement avec l'augmentation de perte d'énergie n'atteignant la valeur expérimentale que pour les plus grandes pertes d'énergie. En ce qui concerne Xe + Au, les valeurs calculées et expérimentales suivent à peu près la même pente mais les valeurs calculées sont beaucoup trop faibles.

Pour tenir compte, des pertes d'énergie observées dans les collisions très inélastiques, et des données récentes de sections efficaces de fusion, Gross et Satpathy [GROS 81] ont modifié le modèle de friction de Gross et Kalinowski pour inclure les déformations dynamiques. La force de friction est supposée dépendre de la distance entre les surfaces des noyaux plutôt que de la distance entre leurs centres. Une même déformation a été prise pour le projectile et la cible. Les noyaux deviennent oblates dans la voie d'entrée et prolates dans la voie de sortie ce qui permet des pénétrations plus importantes dans la voie d'entrée. Cette version du modèle a été appliquée à la réaction $\text{Ar} + {}^{92}\text{Mo}$ et $\text{Ar} + {}^{100}\text{Mo}$ [GROS 82, BOHN 82]. Les résultats expérimentaux, obtenus avec de très bonnes résolutions en masse et charge et qui ont été très soigneusement corrigés des effets d'évaporation, sont assez bien reproduits par le modèle en ce qui concerne les valeurs moyennes en N et Z jusqu'à 80 MeV de perte d'énergie et le rapport σ_N^2/σ_Z^2 . L'évolution du coefficient de corrélation $\rho(N, Z, E)$ en fonction de ECT_{diss} est beaucoup moins bien reproduit.

Le modèle avec déformation, appliqué aux réactions Xe + Au et Kr + Au, donne les résultats portés sur la Figure (IV.25). Cette version donne pour Xe + Au des résultats en meilleur accord avec les points expérimentaux que ceux utilisant le potentiel de Gross et Kalinowski. Cependant, si l'on regarde l'évolution des valeurs moyennes avec la perte d'énergie (Figure (IV.26)) et l'évolution de σ_A^2/σ_Z^2 en fonction de ECT_{diss} (Figure (IV.27)), on voit que, si l'évolution σ_A^2/σ_Z^2 est reproduite au moins qualitativement, il reste un problème concernant les valeurs moyennes. Comme les modèles étudiés précédemment, ce modèle reproduit mal les dérivées en masse et charge constatées pour les grandes pertes d'énergie dans le cas de la réaction Kr + Au. Ceci n'est pas étonnant ici, car, comme l'ont, dès le début, fait remarquer les auteurs, ce modèle est valable pour les collisions péri-

phériques tant que les barrières de neutrons et de protons existent. Pour des collisions plus centrales ces barrières disparaissent et les autres degrés de liberté tels que par exemple la formation du col deviennent importants.

Fig. (IV.25) - Comparaison des écarts type mesurés et calculés (modèle Gross-Hartmann)
a) réaction $Kr + Au$; la courbe en pointillés représente la distribution primaire déduite des valeurs expérimentales ; b) réaction $Xe + Au$.



Finalement nous avons comparé les valeurs expérimentales et les valeurs calculées du coefficient de corrélation $\rho(N,Z,E)$ pour ces deux réactions (Figure (IV.28)). Les coefficients calculés sont beaucoup trop faibles et le désaccord augmente avec la perte d'énergie.

Le mauvais accord entre les coefficients de corrélation calculés et mesurés dans le cas de $Ar + Mo$ [BOHN 82] a été interprété par Gross et Hartmann [GROS 82] comme pouvant être dû à des échanges de particules α .

Il semble donc que les différents modèles utilisés permettent d'approcher la réalité expérimentale mais qu'il reste cependant un certain nombre de problèmes à élucider. Le mécanisme de réaction n'est pas encore bien compris. Le choix des énergies de phonon n'est pas clair et il n'est pas possible de trancher entre les deux classes de modèles.

Dans la catégorie des modèles expliquant l'équilibre de charge par un processus de "marche au hasard", on peut distinguer deux types d'approche : la première suppose que les variables utilisées ont une évolution *continue* ; c'est le cas des modèles du type Nörenberg, Randrup, Rehm et Hartmann, ce dernier étant certainement le modèle le plus élaboré, essayant de tenir compte du maximum de

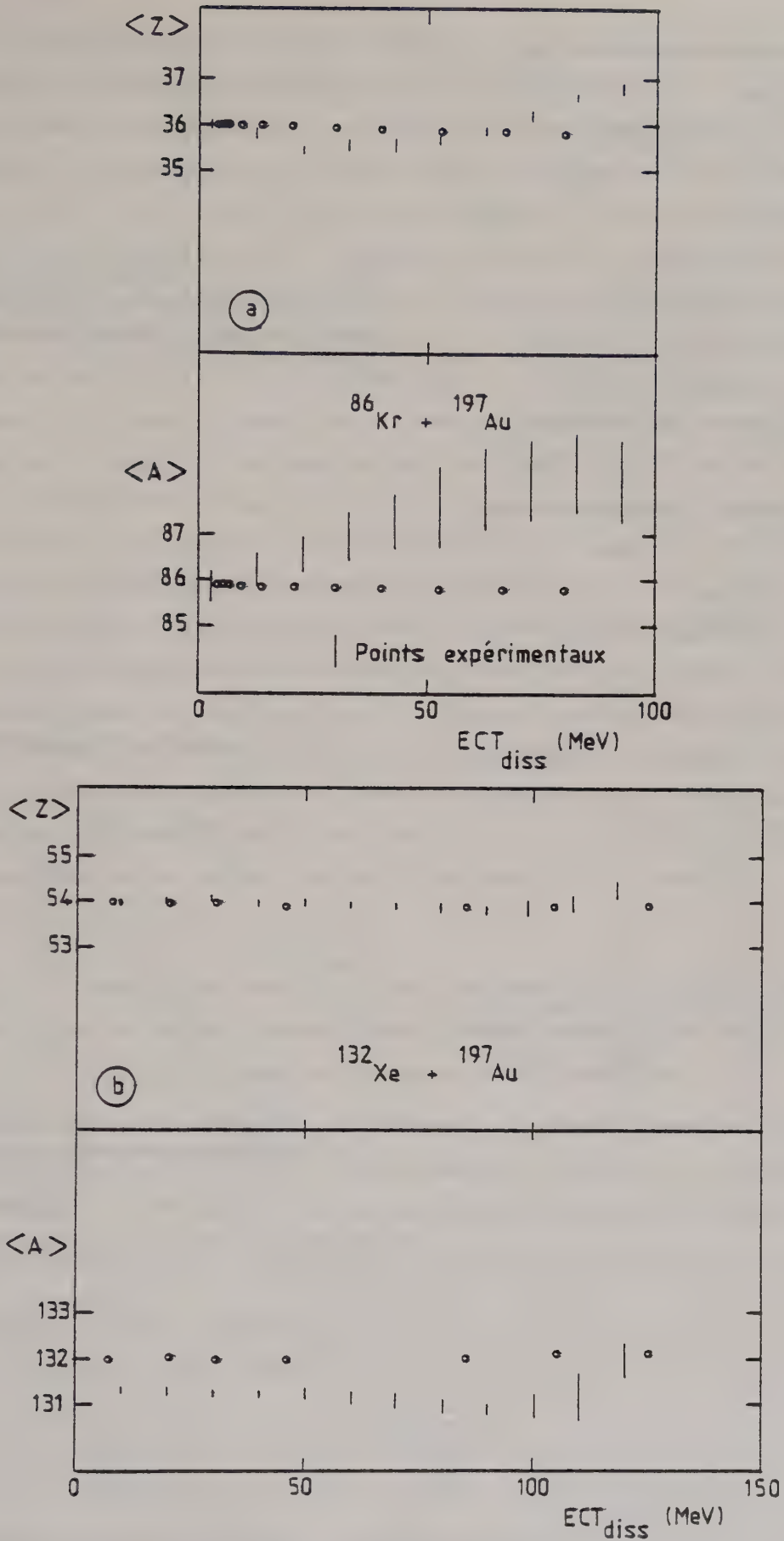


Fig.(IV.26) - Comparaison des valeurs moyennes calculées (o) (modèle Gross-Hartmann) et mesurées (|) pour : a) Kr + Au ; b) Xe + Au.

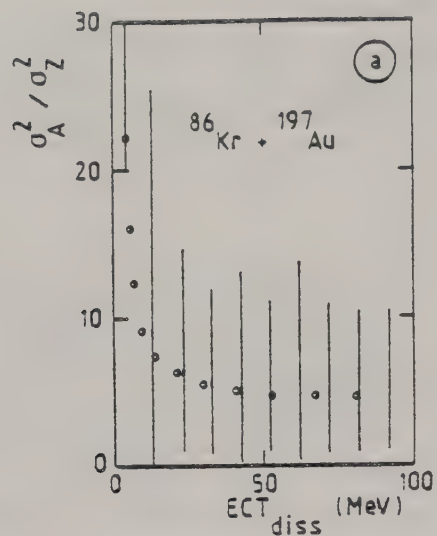


Fig.(IV.27) - Evolution de σ_A^2 / σ_Z^2 calculé (o) (modèle Gross-Hartmann) et mesuré en fonction de la perte d'énergie. a) : Kr + Au ; b) Xe + Au.

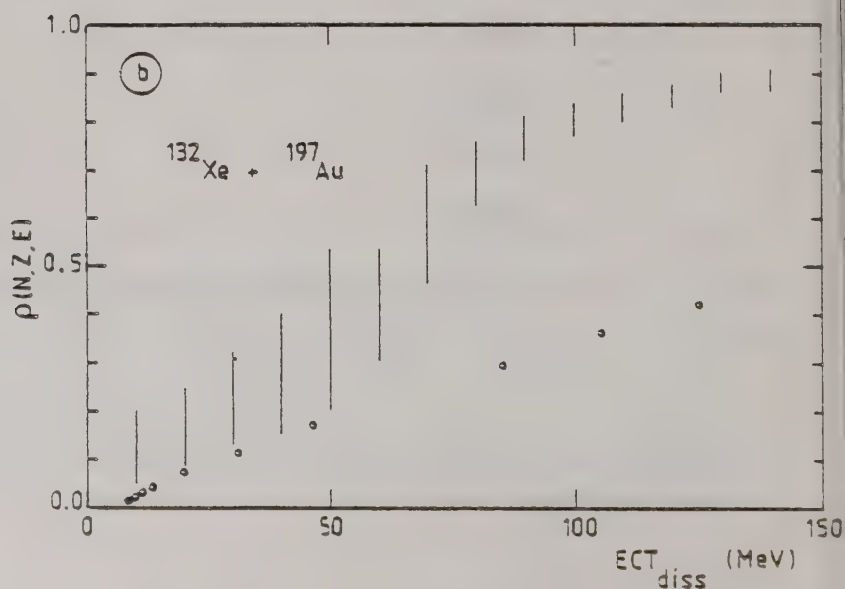
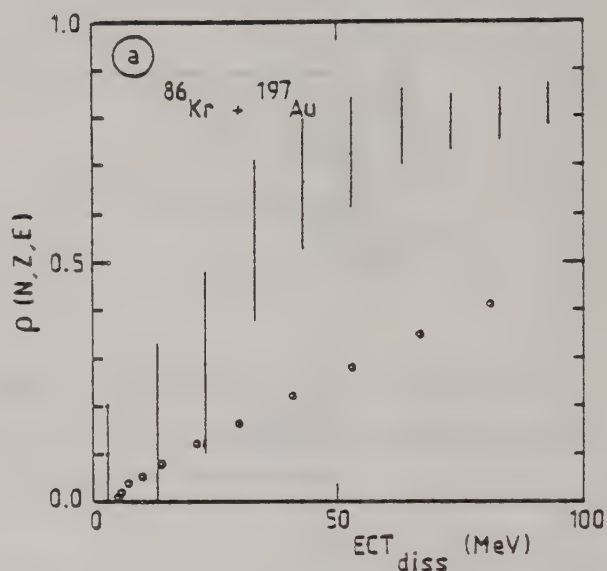
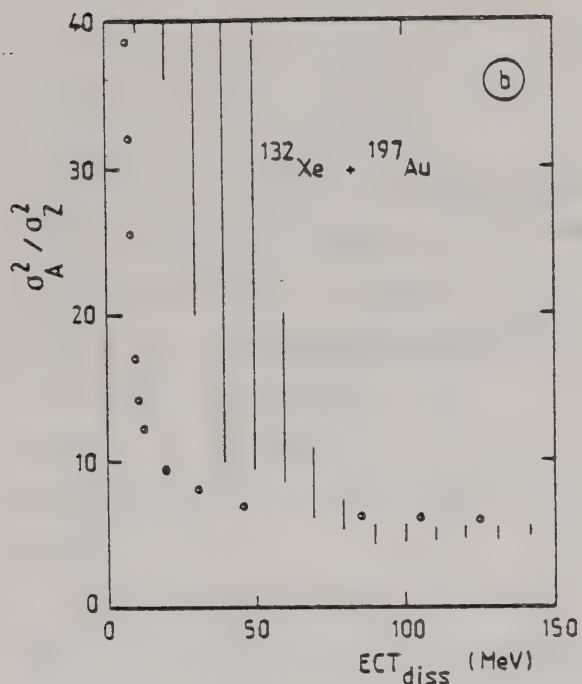


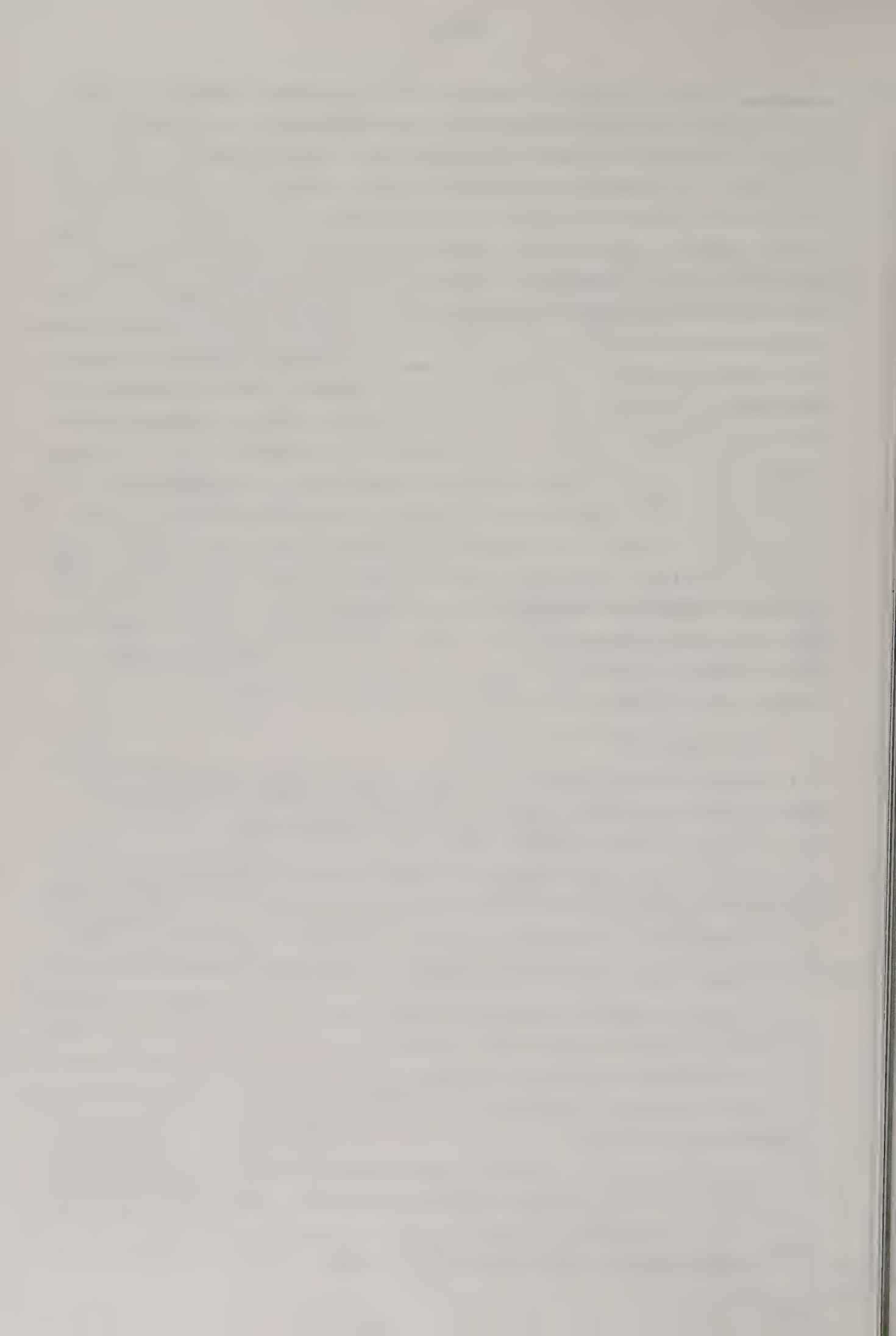
Fig.(IV.28) - Comparaison des coefficients de corrélation calculés (o) (modèle Gross-Hartmann) et mesurés pour : a) Kr + Au ; b) Xe + Au.

paramètres. Griffin et coll. en 1981 [GRIF 81] ont abordé le problème beaucoup plus simplement en supposant une marche au hasard *discrète* des neutrons et protons dans la vallée de potentiel, celle-ci étant schématisée par une boîte aux bords abrupts. La probabilité de chaque étape est supposée être proportionnelle à la densité de l'état final, qui est déterminée par l'état fondamental dans la surface d'énergie potentielle du dinoyau. La vallée de potentiel est remplacée par une boîte dont la largeur et la pente (pente qui correspond à la pente de la vallée pour une goutte liquide représentant le dinoyau) sont ajustées pour rendre compte des valeurs σ_Z^2 à masse fixée et σ_A^2 à Z fixé aux grandes pertes d'énergie. Ce modèle, quoique rudimentaire, a donné des résultats pour les variances isobariques et isotopiques du système Fe + Ho [BREU 79] en bon accord avec les résultats expérimentaux et ce, sur toute la gamme d'énergie. Cependant les variances globales σ_Z^2 et σ_A^2 sont mal reproduites par le modèle et l'on obtient des variances calculées qui sont beaucoup trop grandes pour les grandes pertes d'énergie. Une version plus réaliste de ce modèle a alors été développée [GRIF 82]. Elle incorpore explicitement la conservation de l'énergie pour chaque transfert de nucléons en utilisant les énergies goutte liquide du dinoyau pour estimer la dépendance en énergie et déterminer l'état fondamental du système. Les résultats suggèrent que des processus de non transfert inélastiques jouent un rôle dominant sur les largeurs totales σ_Z^2 et σ_A^2 et que plus des $\frac{2}{3}$ de l'énergie disponible sont dissipés dans des voies autres que les transferts de nucléons.

Les calculs montrent que :

- a) La surface d'énergie potentielle donne une description qualitativement semblable à celle de la boîte schématique du premier modèle pour les largeurs (σ_Z^2 ; A) (σ_A^2 ; Z) mais nettement moins bonne à basse énergie.
- b) L'inclusion de la conservation de l'énergie à chaque transfert avec la possibilité d'importants processus inélastiques sans transferts de nucléons permet de bien reproduire l'évolution des variances globales en fonction de ECT_{diss} .
- c) La largeur totale σ_A^2 est indépendante de la densité de niveaux mais pas σ_Z^2 .
- d) Le passage du modèle schématique de départ [GRIF 81] au modèle le plus élaboré [GRIF 82] indique que la partie la plus difficile à reproduire est l'évolution des différentes grandeurs physiques à basse énergie d'excitation, c'est-à-dire aux faibles temps de réaction et nécessite certainement des hypothèses sur le mécanisme de réaction.

Cependant ce type de modèle a l'avantage de traiter les variables d'une manière discrète suivant en cela de plus près le comportement réel. D'autre part comme dans le modèle GNR, la conservation de l'énergie est vérifiée à chaque étape ; il reste malgré tout à expliquer cette grande dissipation d'énergie hors transferts.



Conclusion

Dans ce travail nous nous sommes efforcés de comprendre le mécanisme conduisant à l'équilibre de charge. Nous avons tout d'abord effectué une étude expérimentale de ce phénomène sur trois systèmes $^{132}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ ($\frac{E}{B} = 1,31$), $^{208}\text{Pb} + ^{74}\text{Ge}$ ($\frac{E}{B} = 1,53$), $^{86}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$ ($\frac{E}{B} = 1,34$). Le système $\text{Xe} + \text{Au}$ a été étudié en utilisant des méthodes radiochimiques alors que pour les autres nous avons utilisé une méthode directe d'identification des fragments. Dans tous les cas nous avons déterminé la masse, la charge et l'énergie des fragments. Nous avons ainsi obtenu des distributions secondaires. Dans le cas de $\text{Xe} + \text{Au}$, une méthode de reconstruction des distributions primaires à partir des distributions expérimentales a été mise en oeuvre, ce qui nous a permis d'étudier le mode d'équilibre de charge sur les distributions primaires. Pour ce système, l'étude de l'évolution des distributions isobariques en fonction de la perte d'énergie semble indiquer que l'équilibre de charge se comporte de la même manière que d'autres modes collectifs mis en évidence dans les réactions très inélastiques, c'est-à-dire d'une manière purement classique. Ces résultats sont différents de ceux obtenus par Berlinger et al. [BERL 79] sur les systèmes $\text{Kr} + ^{92}\text{Mo}$ et $\text{Kr} + ^{98}\text{Mo}$; en effet pour ces systèmes, l'évolution des distributions isobariques semble au contraire indiquer que le transfert d'isospin est très rapide et que ceci entraîne l'observation de phénomènes quantiques.

L'étude des deux autres réactions $\text{Pb} + \text{Ge}$ et $\text{Kr} + \text{Au}$ ne nous a pas permis de conclure de manière définitive sur l'existence ou non d'effets quantiques pour ces systèmes. Une étude des largeurs des distributions en masse et en charge des deux fragments nous a tout de même indiqué que les neutrons étaient les premiers à être transférés d'un noyau à l'autre. Ce résultat a deux origines :

- 1) Dans un noyau isolé la densité de neutrons s'étend à de plus grandes distances que la densité de protons.
- 2) Les effets coulombiens ont tendance à défavoriser le transfert de protons d'un noyau à l'autre.

Nous avons obtenu une reproduction qualitative des résultats à l'aide du modèle de Brosa et Gross qui calculent les barrières de potentiel des neutrons et des protons.

Ces résultats sont également confirmés par des calculs microscopiques de type TDHF [BONC 81].

Au cours des réactions très inélastiques les fragments primaires sont très fortement excités. Ils vont donc se désexciter et les mesures expérimentales ne donnent malheureusement accès aux distributions primaires que moyennant certaines hypothèses sur le processus de désexcitation. Cauvin avait montré que pour certains systèmes la désexcitation des produits primaires peut profondément modifier les distributions.

Dans le cas des systèmes très légers, le processus de désexcitation entraîne généralement l'évaporation de particules chargées et il est difficile de reconstituer les distributions primaires.

Poursuivant l'étude de Cauvin, nous avons pu montrer que pour les systèmes étudiés ici ce problème n'est pas aussi important car nous avons affaire à des noyaux plus lourds où la désexcitation par émission de neutrons est prépondérante.

Nous avons essayé de regarder en détail l'interprétation théorique que l'on pouvait faire de l'équilibre de charge. Avant le début de ce travail, seul existait un modèle statique basé sur une simple formule de masse pour décrire la distribution isobarique des fragments à l'équilibre [BERL 79]. Ce modèle supposait que le mode d'excès de neutrons était un mode collectif sans doute associé à la résonance géante du système composite. Dans ce cas l'observation de phénomènes quantiques dépend de la valeur de l'énergie de phonon E_{ph} comparée à la température T . Lorsque E_{ph} est $\gg T$ on observe des phénomènes quantiques ; lorsque E_{ph} est $\ll T$ le système se comporte de manière classique et on observe des fluctuations statistiques. L'hypothèse qui consiste à associer à l'équilibre de charge la résonance géante dipolaire du système composite, peut être considérée comme plausible. En effet, de récents calculs TDHF [BONC 81] semblent montrer que c'est ce mode qui est responsable de l'équilibre de charge. Toutefois cette étude a été faite pour des systèmes légers $^{16}O + ^{40}Ca$ et $^{16}O + ^{48}Ca$ et l'on ne sait pas si cela dépend des systèmes particuliers considérés dans ce travail ; d'autre part la valeur de l'énergie de phonon correspondant à l'application de la formule $78/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, qui semble convenir pour des systèmes légers comme $O + Ca$ et $Kr + Mo$, semble donner des valeurs beaucoup trop élevées pour des systèmes plus lourds comme $Xe + Au$, $Kr + Au$ et $Pb + Ge$.

Dans ce travail, nous avons essayé d'obtenir une équation dynamique permettant de décrire la relaxation du mode d'équilibre de charge. Cela a été possible parce que la forme de l'énergie potentielle du système composite peut être représentée par une parabole, c'est-à-dire que nous avons à décrire l'évolution au cours du temps d'un oscillateur harmonique couplé à un bain chaud. C'est ce couplage qui génère des forces de friction s'opposant au mouvement collectif. L'équation dynamique est une équation de transport dans l'espace de phase associé au mouvement collectif. Pour obtenir cette équation de transport nous avons utilisé la théorie de la réponse linéaire en partant de l'équation de Nakajima Zwanzig. L'équation de transport obtenue a l'avantage de pouvoir traiter l'évolution d'un système harmonique quelles que soient les valeurs de l'énergie de phonon et de la température. En particulier, nous pouvons, avec cette équation, traiter le cas où l'on observe uniquement des fluctuations statistiques ou uniquement des fluctuations quantiques. Mais une telle équation peut aussi décrire la transition entre les fluctuations quantiques et statistiques. Une telle transition a lieu lorsque le système s'échauffe à une température qui croît de 0 à une valeur supérieure ou égale à E_{ph} . Cette équation est donc assez générale et peut être appliquée à n'importe quel mode collectif dont le comportement est harmonique. Pour résoudre cette équation de transport nous devons disposer des coefficients de transport qui rentrent directement dans cette équation et nous devons connaître les conditions initiales. Si certains coefficients de transport comme la rigidité peuvent être obtenus à partir de modèles simples comme le modèle de la goutte liquide, il n'en est pas de même pour la friction et les inerties pour lesquelles on doit, soit utiliser des modèles macroscopiques simples, soit les déduire de l'expérience.

De même nous ne connaissons pas la distribution initiale qui ne peut être une fonction delta car Δp et Δq doivent satisfaire les relations d'incertitude d'Heisenberg. En partant d'un paquet d'onde minimum en q et p , nous avons pu reproduire correctement l'évolution des variances à masse fixée en fonction de la perte d'énergie. Pour reproduire non seulement ces variances isobariques mais aussi l'évolution des variances globales en masse et charge en fonction de la perte d'énergie, nous avons imposé que les variances initiales en masse et charge aient les valeurs extrapolées des valeurs expérimentales à basse énergie. Ayant ainsi reproduit les distributions primaires pour le système $Xe + Au$, nous avons appliqué aux distributions primaires calculées par ce modèle pour les deux systèmes $Pb + Ge$ et $Kr + Au$, des corrections tenant compte de l'évaporation de neutrons et des résolutions en masse, charge et énergie. Nous avons ainsi pu simuler des distributions secondaires qui sont en accord raisonnable avec les distributions expérimentales et avons ainsi pu montrer l'importance considérable

que jouent les phénomènes d'évaporation et de résolution sur les distributions isobariques. Cette importance est confirmée par les récents travaux de Britt et al.[BRIT 82] concernant l'étude des réactions $\text{Fe} + \text{Ni}$ et $\text{Fe} + \text{Sn}$ ainsi que par ceux de Lock et coll.[LOCK 82]. Ces derniers ont montré que dans le cas d'évaporation de particules chargées, les effets d'évaporation entraînent une saturation des variances isobariques observées quelles que soient les valeurs primaires correspondantes.

Ce modèle ayant cependant l'inconvénient de ne pas traiter correctement le mouvement relatif entre les ions au cours de la réaction et, utilisant des coefficients de transport constants, ce qui n'est pas réaliste, nous avons comparé nos résultats à des modèles plus sophistiqués dans lesquels la dynamique était introduite. Tout d'abord nous avons utilisé le modèle de C. Grégoire et coll.[GREG 82] qui est basé sur la même équation de transport que le modèle que nous avons établi précédemment mais qui tient compte du mouvement relatif entre les ions. Avec ce modèle nous obtenons un accord semi-quantitatif pour les seconds moments des distributions mais l'évolution des premiers moments en fonction de l'énergie d'excitation est mal reproduite, le modèle indiquant des transferts de nucléons beaucoup trop rapides au cours de la réaction.

Enfin, nous avons comparé les résultats expérimentaux avec le modèle de Gross et Hartmann [GROS 82] qui décrit l'équilibre de charge comme un transfert aléatoire de nucléons entre les deux noyaux. Avec ce modèle nous avons là aussi obtenu un accord raisonnable avec les seconds moments des distributions mais une mauvaise reproduction des premiers moments.

Dans ces conditions, il est difficile de conclure sur l'hypothèse d'un mode collectif pour l'équilibre de charge. Les calculs TDHF de Bonche et Ngô semblent prouver que l'équilibre de charge est un mode collectif mais des calculs supplémentaires devraient être faits sur des systèmes plus lourds que ceux étudiés par ces auteurs. D'autre part, si la présence de fluctuations de type statistique semble acquise pour la réaction $\text{Xe} + \text{Au}$, les différentes corrections que nous avons dû apporter aux résultats expérimentaux de $\text{Kr} + \text{Au}$ et $\text{Pb} + \text{Ge}$ entraînent des incertitudes telles sur ces résultats qu'il est difficile de conclure sur la présence ou non de fluctuations quantiques pour ces deux systèmes.

Perspectives :

Nous pouvons maintenant nous interroger sur les perspectives concernant l'étude de l'équilibre de charge. Un des avantages incontestés de ce mode est qu'il est rapide. Cela va avoir d'importantes conséquences lorsque l'on va augmenter l'énergie des faisceaux. A ce moment là le temps de collision va diminuer et tous les modes collectifs observés dans les réaction très inélastiques

vont s'éteindre peu à peu. Le mode d'équilibre de charge va donc être un des derniers à disparaître lorsque l'on va augmenter l'énergie. D'autre part, à basse énergie, le système est étudié à une énergie de phonon supérieure à la température T , on peut donc s'attendre, si T augmente, à observer une transition quantique $\rightarrow$ statistique lorsque l'on aura $T \sim \frac{\hbar\Omega}{2}$; il faut toutefois noter que tout ce qui vient d'être dit suppose une extrapolation de nos connaissances à basse énergie et notamment que, lorsque l'énergie augmente, le mécanisme de dissipation reste le même.

A très haute énergie (~ 100 MeV.A), ceci n'est plus vrai. La région entre 10 et 100 MeV. A sera donc une région de transition où la dissipation va disparaître petit à petit.

En effet, à basse énergie, nous n'observons la dissipation que parce que le temps de relaxation des degrés de liberté collectifs est supérieur au temps de relaxation des degrés de liberté intrinsèques. Si l'énergie augmente, les temps de collision vont devenir plus courts et les degrés de liberté internes n'auront plus le temps de se relaxer ; en conséquence la dissipation va diminuer. Il faut toutefois noter que l'étude de la corrélation entre neutrons et protons peut se révéler riche d'enseignements dans la gamme d'énergie 10-100 MeV.A. Nous devrions observer une transition graduelle entre le mode collectif associé à l'équilibre de charge à basse énergie et les corrélations dans l'état fondamental qui peuvent être observées à 100 MeV.A.

Nous pouvons cependant nous demander si nous disposons d'une bonne observable pour mettre en évidence des fluctuations de type quantique ou statistique. La mesure de l'évolution des distributions isobariques en fonction de la perte d'énergie est sans doute la meilleure observable que l'on ait trouvée jusqu'à présent pour cela, mais les résultats sont un peu décevants car ils sont généralement occultés par des problèmes d'évaporation et de résolutions expérimentales.

Il faut donc insister sur le fait que les expériences devront être réalisées avec la meilleure résolution en masse et en charge possibles, ce qui implique des dispositifs expérimentaux très soignés. Comme l'évaporation peut très fortement distordre les distributions primaires, il sera nécessaire de ne regarder que les produits correspondant à une faible dissipation d'énergie. Heureusement dans cette gamme d'énergie, toute l'énergie disponible n'est pas transformée en énergie d'excitation ce qui peut éventuellement réduire un peu les problèmes d'évaporation. La gamme d'énergie entre 10 et 20 MeV.A est également digne d'intérêt, les temps de réaction devenant alors très courts. On peut donc s'attendre à observer des phénomènes non markoviens ; la compréhension de tels phénomènes peut être très importante du point de vue théorique.

En conclusion, l'étude de la corrélation neutron proton est un outil très intéressant à basse, moyenne ou haute énergie pour essayer de comprendre les réactions nucléaires et l'on peut espérer améliorer nos connaissances à ce sujet avec les expériences qui seront faites au Ganil dans un proche avenir.

Appendice

Transformation du tenseur des variances en x,y (asymétrie de masse et isospin) en tenseur en A,Z (masse et charge).

1. Calcul direct

On veut déterminer la transformation qui associe :

$$\begin{bmatrix} \chi^{xx} & \chi^{xy} & \psi_x^x & \psi_x^y \\ & \chi^{yy} & \psi_y^x & \psi_y^y \\ & & \omega_{xx} & \omega_{xy} \\ & & & \omega_{yy} \end{bmatrix} \quad \text{à} \quad \begin{bmatrix} \chi^{AA} & \chi^{AZ} & \psi^A & \psi^Z \\ & \chi^{ZZ} & \psi_Z^A & \psi_Z^Z \\ & & \omega_{AA} & \omega_{AZ} \\ & & & \omega_{ZZ} \end{bmatrix}$$

avec les définitions suivantes pour les différents coefficients :

$$\chi^{xx} = \frac{1}{2} \{ \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \}$$

$$\chi^{xy} = \frac{1}{2} \{ \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \}$$

$$\chi^{yy} = \frac{1}{2} \{ \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \}$$

$$\omega_{xx} = \frac{1}{2} \{ \langle p_x^2 \rangle - \langle p_x \rangle^2 \}$$

$$\omega_{xy} = \frac{1}{2} \{ \langle p_x p_y \rangle - \langle p_x \rangle \langle p_y \rangle \}$$

$$\omega_{yy} = \frac{1}{2} \{ \langle p_y^2 \rangle - \langle p_y \rangle^2 \}$$

$$\psi_x^x = \frac{1}{2} \{ \langle x p_x \rangle - \langle x \rangle \langle p_x \rangle \}$$

$$\psi_x^y = \frac{1}{2} \{ \langle p_x y \rangle - \langle p_x \rangle \langle y \rangle \}$$

$$\psi_y^x = \frac{1}{2} \{ \langle p_x p_y \rangle - \langle p_x \rangle \langle p_y \rangle \}$$

$$\psi_y^y = \frac{1}{2} \{ \langle y p_y \rangle - \langle y \rangle \langle p_y \rangle \}$$

(1)

(les π_i étant les moments conjugués des variables i) et les définitions correspondantes en A , Z , pA , pZ .

On sait que si A_1 , A_2 , Z_1 , Z_2 sont les masses et les charges des deux fragments on a :

$$A = A_1 + A_2 \quad Z = Z_1 + Z_2 ; \quad N = N_1 + N_2$$

$$x = \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2} ; \quad y = \frac{N_1 - Z_1}{N_1 + Z_1} ; \quad A_1 = \frac{A}{2} (1-x) ; \quad Z_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{A}{2} (1-x) - y \right). \quad (2)$$

La correspondance entre une variable i et son moment conjugué π_i s'obtient par $\pi_i = - \frac{\partial H}{\partial i}$.

En utilisant les définitions (1) et les relations (2) on obtient pour les coefficients en A et Z

$$\left\{ \begin{array}{l} \chi^{AA} = \frac{A^2}{4} \chi^{xx} \\ \chi^{AZ} = \frac{A^2}{8} \chi^{xx} + \frac{A}{4} \chi^{xy} \\ \chi^{ZZ} = \frac{A^2}{16} \chi^{xx} + \frac{\chi^{yy}}{4} + \frac{A}{4} \chi^{xy} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{AA} = \frac{A^2}{4} \omega_{xx} \\ \omega_{AZ} = \frac{A^2}{8} \omega_{xx} + \frac{A}{4} \omega_{xy} \\ \omega_{ZZ} = \frac{A^2}{16} \omega_{xx} + \frac{\omega_{yy}}{4} + \frac{A}{4} \omega_{xy} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_A^A = \frac{A^2}{4} \psi_x^x \\ \psi_A^Z = \frac{A^2}{4} \psi_x^x + \frac{A}{4} \psi_x^y \\ \psi_Z^A = \frac{A^2}{4} \psi_x^x + \frac{A}{4} \psi_y^x \\ \psi_Z^Z = \frac{A^2}{16} \psi_x^x + \frac{\psi_y^y}{4} + \frac{A}{4} (\psi_y^x + \psi_x^y). \end{array} \right.$$

Remarque : on peut retrouver le résultat précédent en utilisant les propriétés de transformation des tenseurs. En se restreignant à l'espace des coordonnées (x,y) la fonction de probabilité P s'écrit :

$$P(x,y) = \frac{1}{4\pi \sqrt{\Delta}} \exp(- \tilde{X} M^{-1} X)$$

où

$$X = (X - \bar{X}, y - \bar{y})$$

$$M = 2 \begin{pmatrix} \chi^{xx} & \chi^{yx} \\ \chi^{xy} & \chi^{yy} \end{pmatrix}$$

$$\Delta = \det \left(\frac{M}{2} \right) .$$

Comme, par ailleurs :

$$\begin{bmatrix} A_1 - \bar{A}_1 \\ Z_1 - \bar{Z}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{A}{2} & 0 \\ -\frac{A}{4} & -\frac{1}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X - \bar{X} \\ y - \bar{y} \end{bmatrix}$$

on a la transformation du tenseur M^{-1} :

$$(M^{-1})' = \tilde{B} M^{-1} B$$

$$\text{où } (M^{-1})' = \frac{1}{4\Delta'} \begin{bmatrix} \chi^{ZZ} & -\chi^{AZ} \\ -\chi^{AZ} & \chi^{AA} \end{bmatrix} \quad \text{et } B = \begin{bmatrix} -\frac{A}{2} & 0 \\ -\frac{A}{4} & -\frac{1}{2} \end{bmatrix}$$

$$\text{où } \Delta' = \det \left(\frac{M}{2} \right)' = \Delta \frac{A^2}{16} \quad \text{puisque } \det B = \frac{A}{4} .$$

En identifiant on obtient :

$$\begin{cases} \chi^{ZZ} = \frac{A^2}{16} \chi^{xx} + \frac{\chi^{yy}}{4} + \frac{A}{4} \chi^{xy} \\ \chi^{AA} = \frac{A^2}{4} \chi^{xx} \\ \chi^{AZ} = \frac{A^2}{8} \chi^{xx} + \frac{A}{4} \chi^{xy} \end{cases}$$

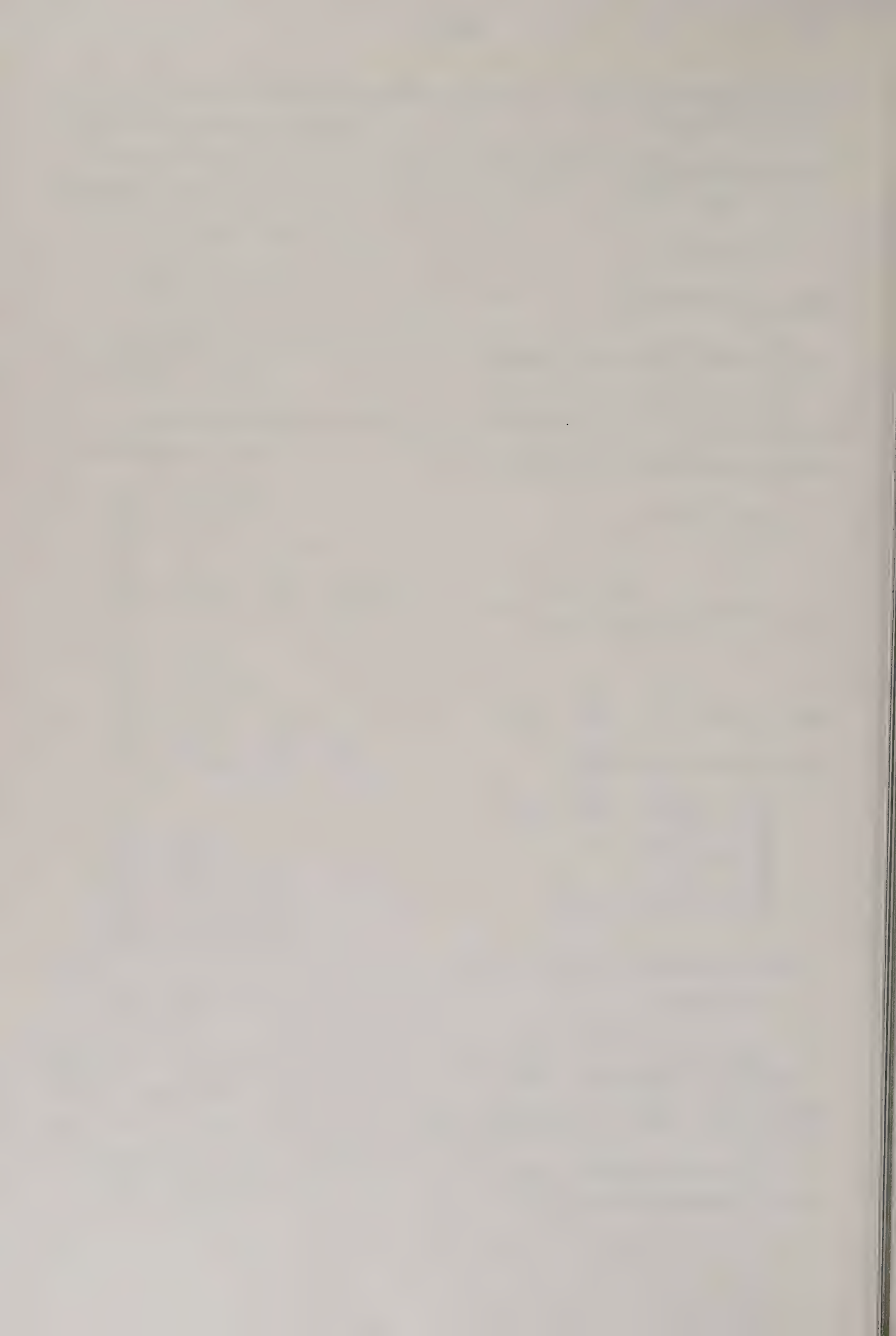
ce qui est conforme au calcul direct.

Finalement :

$$\tilde{X} M^{-1} X = \frac{1}{4\Delta'} \begin{bmatrix} \chi^{ZZ} & -\chi^{AZ} \\ -\chi^{AZ} & \chi^{AA} \end{bmatrix}$$

avec les χ^{ZZ} , χ^{AA} et χ^{AZ} donnés par (3).

La loi de probabilité des A,Z est donc gaussienne avec les χ calculés pour les moments d'ordre deux.



Références

- [ALBR 74] R. Albrecht, E. Grosse, B. Martin, H. Sann, M. Wiemers, J.P. Wurn, H. Gemmecke, D. Von Harrach, D. Pelte, B. Pohv, D. Schwalm, H.J. Specht, U. Lynen et H. Stelzer, GSI Report (1974).
- [ALMQ 60] E. Almquist, D.A. Bromley et J.A. Kuchner, Phys. Rev. Letters 4 (1960) 515.
- [ANDE 61] C.E. Anderson, D.A. Bromley et M. Sachs, Nucl. Instr. Meth. 13 (1961) 238.
- [ARMB 76] P. Armbruster, K. Sistemich, J.P. Bocquet, C.H. Chauvin et Y. Glaize, Nucl. Instr. Meth. 132 (1976) 129.
- [ARTU 73] A.G. Artukh, G.F. Gridnev, V.L. Mikheev, V.V. Volkov et J. Wilczynski, Nucl. Phys. A215 (1973) 91.
- [BECK 78] F. Beck, M. Dworzecka et H. Feldmeier, Z. Phys. A289 (1978) 113.
- [BERL 79] M. Berlinger, A. Gobbi, F. Hanappe, U. Lynen, C. Ngô, A. Olmi, H. Sann, H. Stelzer, H. Richel et M.F. Rivet, Proceedings International Workshop on gross properties of nuclei and nuclear excitations, Hirshegg (Austria) (1979) p. 216 et Z. Phys. A291 (1979) 133.
- [BERT 73] F. Bertrand, M. Martinot et N. Verges, Nucl. Data Sci. Technology, 2 (1973) 353.
- [BETH 30] H.A. Bethe, Ann. of Physics 5 (1930) 325.
- [BETH 78] K. Bethge, Experimental methods in heavy ion physics, Lecture note in physics (1978) Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- [BIMB 75] R. Bimbot, D. Gardès, R.L. Hahn, Y. De Moras et M.F. Rivet, Nucl. Phys. A248 (1975) 377.
- [BIMB 78] R. Bimbot, S. Della Negra, D. Gardès, H. Gauvin, A. Fleury et F. Hubert, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 161.
- [BIMB 80] R. Bimbot, D. Gardès, H. Geissel, T. Kitahara, P. Armbruster, A. Fleury et F. Hubert, Nucl. Instr. Meth. 174 (1980) 231.
- [BIRK 79] J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De et D. Sperber, Phys. Reports 56 (1979) n°3.
- [BIRK 82] J.R. Birkelund, H. Freiesleben, J.R. Huizenga, W.U. Schröder, W.N. Wilcke, K.L. Wolf, J.P. Unik et V.E. Viola, Phys. Rev. 26C (1982) 1984.

- [BLAN 72] M. Blann et F. Plasil, Code ALICE : USAEC Report COO 3494-10 (1973) et Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 303.
- [BLOC 77] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki et C.F. Tsang, Ann. of Phys. 105 (1977) 427.
- [BOHN 82] W. Bohne, K. Grabish, H. Lehr, H. Morgenstern et W. Stöffler, Conférence internationale sur quelques aspects des réactions entre ions lourds, Saclay (1982) p. 103.
- [BOHR 75] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear structure, W.A. Benjamin Inc, 2 (1975).
- [BONC 81] P. Bonche et C. Ngô, Phys. Lett. B105 (1981) 17.
- [BREU 79] H. Breuer, B.G. Glagola, V.E. Viola, K.L. Wolf et A.C. Mignerey, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 191.
- [BREU 82] H. Breuer, N.Y. Yoder, A.C. Mignerey, V.E. Viola, K. Kwiatkowski et K.L. Wolf, pp # 82-189 (1982) Univ. of Maryland to be published in Nucl. Instr. Meth.
- [BRIT 82] H.C. Britt, B.H. Erkkila, A. Gavron, Y. Patin, R.H. Stokes, M.P. Webb, P.R. Christensen, Ole Hansen, S. Pontoppidan, F. Videbaeck, R.L. Ferguson, F. Plasil, G.R. Young et J. Randrup, Phys. Rev. 26C (1982) 1999.
- [BROM 79] D.A. Bromley, Special issue of Nucl. Instr. Meth. 162 (1979).
- [BROS 78] U. Brosa et H.J. Krappe, Z. Phys. A284 (1978) 65.
- [BROS 80] U. Brosa et D.H.E. Gross, Z. Phys. A298 (1980) 91.
- [BUSC 81] F. Busch, D. Bangert, W. Pfeffer, F. Pühlhofer, D. Schüll, W.C. Shen, R. Bock et W.F.W. Schneider, Hirschegg (1981).
- [CAUV 80] B. Cauvin, Thèse (Orsay).
- [CHRI 52] J. Christiansen, Z. für Angew Physik IV (1952) 326.
- [DAKO 80] M. Dakowski, P. Doll, A. Gobbi, G. Rudolf, H. Sann, R. Bock, U. Lynen et A. Olmi, Phys. Lett. 90B (1980) 379.
- [DAKO 81] M. Dakowski, A. Gobbi et W. Nörenberg, GSI 81.15 (1981).
- [DEUB 75] H.H. Deubler et K. Dietrich, Phys. Lett. 56B (1975) 241.
- [DOUB 78] H. Doubre, A. Gamp, J.C. Jacmart, N. Poffe, J. Roynette et J. Wilczynski, Phys. Lett. 73B (1978) 135.
- [ESSE 79] H. Essel, K. Hartel, P. Kienle, H.J. Körnes, K.E. Rehm, P. Sperr et W. Wagner, Phys. Lett. 81B (1979) 161.
- H. Essel, K. Hartel, W. Henning, P. Kienle, H.J. Körnes, K.E. Rehm, P. Speer, W. Wagner et H. Spieler, Z. Phys. A289 (1979) 265.
- [FREI 79] H. Freiesleben, K.D. Hildenbrand, F. Pühlhofer, W.F.W. Schneider, R. Bock, D. Von Harrach et H.J. Specht, Z. Phys. A292 (1979) 171.

- [FRIS 44] O.R. Frisch, British Atomic Energy Rep. BR 49 (1944).
- [GALI 76] J. Galin, J. de Phys., Colloque C5, supplément au N°11 tome 37 (1976) C5-83.
- [GATT 74] B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, J. Pouthas, X. Tarrago, J. Galin, B. Cauvin, J. Girard et H. Nifenecker, J. de Phys. 35 (1974) L117.
- [GATT 75] B. Gatty, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, J. Galin, B. Cauvin, J. Girard et H. Nifenecker, Nucl. Phys. A253 (1975) 511.
- [GILB 65] A. Gilbert et A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
- [GOBB 80] A. Gobbi et W. Nörenberg, Heavy ion collisions, vol.II, chap. 3, North Holland Publ. Co., Amsterdam, New York, Oxford (1980) ed. R. Bock.
- [GOBB 81] A. Gobbi, Nucl. Phys. A354 (1981) 337c.
- [GOBB 81] A. Gobbi, Proceedings of the euromphysics conference on the dynamics of heavy ion collisions, Hvar (Jugoslavia) (1981) et GSI Report 81.31 (1981).
- [GREG 79] C. Grégoire, R. Lucas, C. Ngô et H. Hofmann, IVth Balaton Conference on nuclear physics, Keszthely (Hungary) (1979).
- [GREG 80] C. Grégoire, H. Hofmann et C. Ngô, VIII Int. Workshop on gross properties of nuclei and nuclear excitation, Hirschegg (1980).
- [GREG 81] C. Grégoire, V. Bernard, C. Ngô et B. Remaud, XIX Int. Winter meeting on nuclear physics, Bormio (1981) p. 513.
C. Grégoire, C. Ngô et B. Remaud, Phys. Lett. 99B (1981) 17.
- [GREG 82] C. Grégoire, C. Ngô et B. Remaud, Nucl. Phys. A383 (1982) 392 et Proceedings of the international conference on selected aspects of heavy ion reactions, Saclay, Nucl. Phys. A387 (1982) 392.
C. Grégoire, Thèse, Orsay (1982).
- [GRIF 81] J.J. Griffin, Y. Boneh, K.K. Kan et M. Dworzecka, Nucl. Phys. A369 (1981) 181.
- [GRIF 82] J.J. Griffin, Y. Boneh, M. Dworzecka et K.K. Kan, Nucl. Phys. A382 (1982) 159.
- [GROS 74] D.H.E. Gross, H. Kalinowski et J. De, Proc. Symp. on classical and quantum mechanical aspects of heavy ion collisions, Heidelberg 1974, Lecture Note in Physics 33 (1975) 194.
- [GROS 78] D.H.E. Gross et H. Kalinowski, Phys. Reports 45 (1978) 177.
- [GROS 81] D.H.E. Gross, R.C. Nayak et L. Satpathy, Z. Phys. A299 (1981) 63.
D.H.E. Gross et K. Hartmann, Phys. Rev. C24 (1981) 25.
- [GROS 82] D.H.E. Gross et K. Hartmann, La Rábida International Summer School on heavy ion collisions, Spain (1982).
- [GROV 67] J.R. Grover et J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 802.
- [GUNN 71] R. Gunnink et J.B. Niday, Code GAMANAL, UCRL-51061 (1971).

- [HAAK 73] F. Haake, Springer tracts in modern physics : quantum statistics in optics and solid state physics 66 (1973) 78.
- [HERN 79] E.S. Hernandez, W.D. Myers, J. Randrup et B. Remaud, LBL-9761 (1979).
- [HERN 81] E.S. Hernandez, W.D. Myers, J. Randrup et B. Remaud, Nucl. Phys. A361 (1981) 483.
- [HILD 81] K.D. Hildenbrand, H. Freiesleben, A. Gobbi, U. Lynen, A. Olmi, H. Sann et E.C. Wu, à publier.
- [HOFM 76] H. Hofmann et P. Siemens, Nucl. Phys. A257 (1976) 165.
- [HOFM 77] H. Hofmann et P. Siemens, Nucl. Phys. A275 (1977) 464.
H. Hofmann, Fizika 9 (1977) 441.
- [HOFM 79] H. Hofmann, C. Grégoire, R. Lucas et C. Ngô, Z. Phys. A293 (1979) 229.
H. Hofmann, A.S. Jensen, C. Ngô et P.J. Siemens, IVth Balaton Conference on nuclear physics, Keszthely (Hungary) (1979).
- [HOFM 82] H. Hofmann, A. Jensen, C. Ngô et P.J. Siemens, à publier.
- [HOOV 82] A.D. Hoover, J.R. Birkelund, D. Hilscher, W.U. Schröder, W.W. Wilcke et J.R. Huizenga, Phys. Rev. C25 (1982) 256.
- [HUBE 82] F. Hubert, A. Fleury, R. Bimbot et D. Gardés, Ann. Phys. (Paris) 58 (1980) 1.
- [HUIZ 76] J.R. Huizenga, J.R. Birkelund, W.U. Schröder, K.L. Wolf et V.E. Viola, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 885.
- [HUIZ 82] J.R. Huizenga, W.U. Schröder, J.R. Birkelund et W.W. Wilcke, Proceedings of the International Conference on selected aspects of heavy ion reactions, Saclay, Nucl. Phys. A387 (1982) 257c.
- [JACM 75] J.C. Jacmart, P. Colombani, H. Doubre, N. Frascaria, N. Goffé, M. Riore, J.C. Roynette, C. Stephan et A. Weidinger, Nucl. Phys. A242 (1975) 175.
- [KADA 63] L.P. Kadanoff et P.C. Martin, Ann. of Phys. 24 (1963) 419.
- [KRAT 77] J.V. Kratz, H. Ahrens, W. Bögl, W. Brüchle, C. Franz, M. Schädel, I. Warnecke, G. Wirth, G. Klein et M. Weis, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 98.
- [KRAT 79] J.V. Kratz, W. Brüchle, G. Franz, M. Schädel, I. Warnecke, G. Wirth et M. Weis, Nucl. Phys. A332 (1979) 477.
- [KRAT 80] J.V. Kratz, W. Brüchle, H. Gäggeler, M. Schädel, K. Sümmerer et G. Wirth, Z. Phys. A296 (1980) 141.
- [KRAT 81] J.V. Kratz, J. Poitou, W. Brüchle, H. Gäggeler, M. Schädel, G. Wirth et R. Lucas, Nucl. Phys. A357 (1981) 437.
- [LAND 59] L.D. Landau et E.M. Lifshitz, Fluid dynamics, Addison Wesley (1959).
- [LEDE 73] T. Ledergerber et H.C. Pauli, Nucl. Phys. A207 (1973) 1.
- [LEFO 78] M. Lefort et C. Ngô, Ann. Phys. 3 (1978) 5.
- [LYNE 79] U. Lynen, H. Stelzer, A. Gobbi, H. Sann et A. Olmi, Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 657.

- [LOCK 82] D.K. Lock, R. Vandenbosch et A. Lazzarini, Nucl. Phys. A384 (1982) 241.
- [MART 78] B. Martin et H. Stelzer, Experimental methods in heavy ion physics, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1978).
- [MERC 81] A.C. Merchant et W. Nörenberg, GSI 81-13, GSI 81-27 (1981).
- [MERC 82] A.C. Merchant et W. Nörenberg, Z. Phys. A308 (1982) 315.
- [MESS 58] A. Messiah, Mécanique quantique, Tome II, Dunod (1958).
- [MIGN 80] A.C. Mignerey, V.E. Viola, H. Breuer, K.L. Wolf, B.G. Glagola, J.R. Birkelund, D. Hilscher, J.R. Huizenga, W.U. Schröder et W.W. Wilcke, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 509.
- [MORE 75] L.G. Moretto et J.S. Sventek, Phys. Lett. 58B (1975) 26.
- [MORE 76] L.G. Moretto et R.P. Schmidt, Conférence de Caen, J. de Physique, 37 (1976) 109.
- [MORE 79] L.G. Moretto, J. Sventek et G. Mantzouranis, Phys. Rev. Lett. 49 (1979) 563.
- [MORE 80] L.G. Moretto, C.R. Albiston et G. Mantzouranis, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 924.
- [MYER 65] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, UCRL-11980 (1965) ; Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
- [MYER 69] W.D. Myers et W.J. Swiatecki, Ann. Phys. 55 (1969) 395.
- [MYER 77] W.D. Myers, Droplet model of atomic nuclei, New York (1977).
- [MYER 81] W.D. Myers, G. Mantzouranis et J. Randrup, Phys. Lett. 98B (1981) 1.
- [NAKA 58] S. Nakajima, Prog. Theor. Phys. 20 (1958) 948.
- [NGÔ 75] C. Ngô, Thèse, Orsay (1975).
- [NGÔ 80] C. Ngô, Dissipative phenomena in heavy ion reactions, Lectures given at the Predeal International Summer School, Roumania (1980).
- [NGÔ 81] C. Ngô, C. Grégoire et B. Remaud, 2nd Europhysics study conference on the dynamics of heavy ion collisions, Hvar (1981).
- [NGÔ 82] C. Ngô, La Rábida International Summer School in heavy ion collisions, Huelva (Spain) (1981). Rapport DPh-N/MF 82-19.
- [NÖRE 75] W. Nörenberg, Phys. Lett. B52 (1975) 289 ; Z. Phys. A274 (1975) 241.
- [NORT 70] L.C. Northcliffe et R.F. Schilling, Nucl. Data Table A7 (1970) 233.
- [OLMI 78] A. Olmi, H. Sann, D. Pelte, Y. Eyal, A. Gobbi, W. Kohl, U. Lynen, G. Rudolf, H. Stelzer et R. Bock, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 688 ; Proceedings of the International School on heavy ion physics, Predeal, Roumania (1978).
- [PACE 80] Code Julian : M. Hillman et Y. Eyal, non publié, modifié par A. Gavron A. Gavron, Phys. Rev. C21 (1980) 230.

- [PETE 75] J. Peter, C. Ngô et B. Tamain, J. Phys. Lett. 36 (1975) L23.
- [POIT 78] J. Poitou, Rapport DPh-N/MF 78-209, Saclay, non publié.
- [POIT 78] J. Poitou, R. Lucas, J. Girard et H. Nifenecker, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 181.
- [POIT 79] J. Poitou, R. Lucas, J.V. Kratz, W. Brühle, H. Gäggeler, M. Schädel et G. Wirth, Phys. Lett. 88B (1979) 69.
- [POIT 81] J. Poitou, J.V. Kratz, G. Wirth et R. Lucas, Nucl. Instr. Meth. 180 (1981) 221.
- [RAND 79] J. Randrup, Nucl. Phys. A307 (1979) 319 ; Nucl. Phys. A327 (1979) 490.
- [REHM 81] K.E. Rehm, H. Essel, P. Sperr, K. Hartel, P. Kienle, H.J. Körner, R.E. Segel et W. Wagner, Nucl. Phys. A366 (1981) 477.
- [REIS 79] W. Reisdorf, GSI Darmstadt, communication privée.
- [REUS 79] U. Reus, W. Westmeier et I. Warnecke, Gamma ray catalog, GSI 79-2 (1979).
- [RUDO 79] G. Rudolf, A. Gobbi, H. Stelzer, U. Lynen, A. Olmi, H. Sann, R.G. Stokstad et D. Pelte, Nucl. Phys. A330 (1979) 243.
- [RUDO 81] G. Rudolf, U. Lynen, A. Gobbi, A. Olmi et H. Sann, Nucl. Phys. A367 (1981) 109.
- [RUDO 82] G. Rudolf, J.C. Adloff, D. Disdier, V. Ranch, F. Scheibling, M. Dakowski, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand, W.F.J. Muller et A. Olmi, Phys. Letters 118B (1982) 315.
- [SANN 75] H. Sann, D. Damjantschitsch, D. Hebbard, J. Junge, D. Pelte, B. Pohv, D. Schwalm et D.B. Tran Thoai, Nucl. Instr. Meth. 124 (1975) 509.
- [SCHR 76] W.U. Schröder, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf, J.P. Unik et V.E. Viola, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 514.
- [SCHR 77] W.U. Schröder et J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 465.
W.U. Schröder, J.R. Huizenga, J.R. Birkelund, K.L. Wolf et V.E. Viola, Phys. Lett. 71B (1977) 283.
- [SCHR 80] W.U. Schröder, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 308.
- [SCHW 76] D. Schwalm, communication privée.
- [SCHÜ 78] B. Schürmann, W. Nörenberg et M. Simbel, Z. Phys. A286 (1978) 263.
- [STEI 57] W.E. Stein, Phys. Rev. 108 (1957) 94.
- [STEL 76] H. Stelzer, Nucl. Instr. Meth. 133 (1976) 409.
- [STEL 81] H. Stelzer, Nucl. Phys. A354 (1981) 433.
- [STOC 81] H. Stöcker, R.Y. Cussin, H.J. Lustig, A. Gobbi, J. Hahn, J.A. Maruhn et W. Greiner, GSI 81-3 (1981).
- [SWIA 72] W.J. Swiatecki et S. Bjørnholm, Phys. Reports 4 (1972) 326.
- [TANA 80] T. Tanabe, R. Bock, M. Dakowski, A. Gobbi, H. Sann, H. Stelzer, U. Lynen, A. Olmi et D. Pelte, Nucl. Phys. A342 (1980) 194.
- [TOMA 82] E. Tomasi, C. Grégoire, M.F. Ligeret, R. Lucas, C. Ngô, J. Poitou et B. Remaud, La Rábida International Summer School in heavy ion collisions, Huelva (Spain) (1982).

- [UPDE 71] W.D. Updegraaf et D.S. Onley, Nucl. Phys. A161 (1971) 191.
- [WAPS 59] A.H. Wapstra, G.H. Nijgh et R. Van Lieshout, Nuclear spectroscopy tables Northland Publ. Co., Amsterdam (1959).
- [WAPS 77] A.H. Wapstra et K. Bos, The 1977 Atomic Mass Evaluation, A.D. and N.D.T 19 (1977) 177.
- [WEIS 37] V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295.
- [WILC 73] J. Wilczynski, Phys. Lett. 47B (1973) 484.
- [WIRT 79] G. Wirth, W. Brüche, H. Gäggeler, J.V. Kratz, H. Schädel, I. Warnecke, G. Herrmann, H. Weis, R. Lucas et J. Poitou, Proc. Int. Workshop on gross properties of nuclei and nuclear excitations, Hirshegg (1979) (INKA CONF-79.001.039).
- [WOLL 81] H.J. Wollersheim, W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, W.U. Schröder, H. Freiesleben et D. Hilsher, UR-NSRL 237 (1981), Phys. Rev. 25C (1982) 338.
- [WU 81] E.C. Wu, K.D. Hildenbrand, H. Freiesleben, A. Gobbi, A. Olmi, H. Sann et U. Lynen, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1874 ; GSI 81-30 (1981).
- [ZWAN 60] R. Zwanzig, J. Chem. Phys. 33 (1960) 1338.
Quantum statistical mechanics, J.E. Meijer, Gordon (1966).

Résumé

Cette thèse présente les résultats d'une étude de l'équilibre de charge appliquée aux systèmes ^{132}Xe (890 MeV) + ^{197}Au , ^{208}Pb (1550 MeV) + ^{74}Ge , ^{86}Kr (550 MeV) + ^{197}Au . Le premier système a été étudié par voie radiochimique, les deux autres à l'aide de mesures en ligne. On mesure dans tous les cas les variances globales et isobariques en fonction de l'énergie d'excitation.

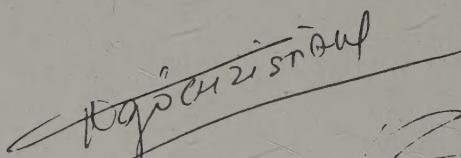
La reconstruction des distributions primaires a montré l'importance des problèmes liés à l'évaporation et aux problèmes de résolution en masse et en charge.

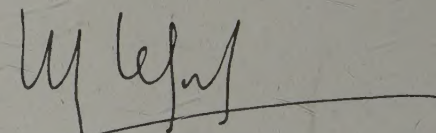
Les résultats obtenus ont confirmé l'échange préférentiel des neutrons au début de la réaction comme suggéré par le modèle de Brosa et Gross.

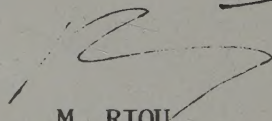
Une tentative d'analyse à l'aide des modèles dynamiques existants ne permet pas, dans l'état actuel de développement de ces modèles, de trancher entre l'hypothèse des fluctuations statistiques ou quantiques comme cela avait été observé dans le cas de l'étude du système Kr + Mo.

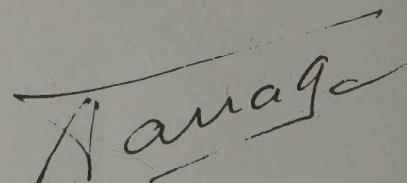
Mots Clés

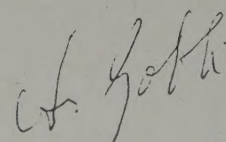
Collisions nucléaires entre ions lourds, relaxation du mode d'isospin, variances isobariques en fonction de la perte d'énergie.

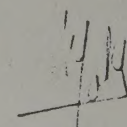

C. NGO -


M. LEFORT


M. RIOU


X. TARRAGO


A. GOBBI


R. JOLY